This is a digital copy of a book that was preserved for generations on library shelves before it was carefully scanned by Google as part of a project to make the world's books discoverable online.

It has survived long enough for the copyright to expire and the book to enter the public domain. A public domain book is one that was never subject to copyright or whose legal copyright term has expired. Whether a book is in the public domain may vary country to country. Public domain books are our gateways to the past, representing a wealth of history, culture and knowledge that's often difficult to discover.

Marks, notations and other marginalia present in the original volume will appear in this file - a reminder of this book's long journey from the publisher to a library and finally to you.

Usage guidelines

Google is proud to partner with libraries to digitize public domain materials and make them widely accessible. Public domain books belong to the public and we are merely their custodians. Nevertheless, this work is expensive, so in order to keep providing this resource, we have taken steps to prevent abuse by commercial parties, including placing technical restrictions on automated querying.

We also ask that you:

+ *Make non-commercial use of the files* We designed Google Book Search for use by individuals, and we request that you use these files for personal, non-commercial purposes.

+ *Refrain from automated querying* Do not send automated queries of any sort to Google's system: If you are conducting research on machine translation, optical character recognition or other areas where access to a large amount of text is helpful, please contact us. We encourage the use of public domain materials for these purposes and may be able to help.

+ *Maintain attribution* The Google "watermark" you see on each file is essential for informing people about this project and helping them find additional materials through Google Book Search. Please do not remove it.

+ *Keep it legal* Whatever your use, remember that you are responsible for ensuring that what you are doing is legal. Do not assume that just because we believe a book is in the public domain for users in the United States, that the work is also in the public domain for users in other countries. Whether a book is still in copyright varies from country to country, and we can't offer guidance on whether any specific use of any specific book is allowed. Please do not assume that a book's appearance in Google Book Search means it can be used in any manner anywhere in the world. Copyright infringement liability can be quite severe.

About Google Book Search

Google's mission is to organize the world's information and to make it universally accessible and useful. Google Book Search helps readers discover the world's books while helping authors and publishers reach new audiences. You can search through the full text of this book on the web at `http://books.google.com/`

Über dieses Buch

Dies ist ein digitales Exemplar eines Buches, das seit Generationen in den Regalen der Bibliotheken aufbewahrt wurde, bevor es von Google im Rahmen eines Projekts, mit dem die Bücher dieser Welt online verfügbar gemacht werden sollen, sorgfältig gescannt wurde.

Das Buch hat das Urheberrecht überdauert und kann nun öffentlich zugänglich gemacht werden. Ein öffentlich zugängliches Buch ist ein Buch, das niemals Urheberrechten unterlag oder bei dem die Schutzfrist des Urheberrechts abgelaufen ist. Ob ein Buch öffentlich zugänglich ist, kann von Land zu Land unterschiedlich sein. Öffentlich zugängliche Bücher sind unser Tor zur Vergangenheit und stellen ein geschichtliches, kulturelles und wissenschaftliches Vermögen dar, das häufig nur schwierig zu entdecken ist.

Gebrauchsspuren, Anmerkungen und andere Randbemerkungen, die im Originalband enthalten sind, finden sich auch in dieser Datei – eine Erinnerung an die lange Reise, die das Buch vom Verleger zu einer Bibliothek und weiter zu Ihnen hinter sich gebracht hat.

Nutzungsrichtlinien

Google ist stolz, mit Bibliotheken in partnerschaftlicher Zusammenarbeit öffentlich zugängliches Material zu digitalisieren und einer breiten Masse zugänglich zu machen. Öffentlich zugängliche Bücher gehören der Öffentlichkeit, und wir sind nur ihre Hüter. Nichtsdestotrotz ist diese Arbeit kostspielig. Um diese Ressource weiterhin zur Verfügung stellen zu können, haben wir Schritte unternommen, um den Missbrauch durch kommerzielle Parteien zu verhindern. Dazu gehören technische Einschränkungen für automatisierte Abfragen.

Wir bitten Sie um Einhaltung folgender Richtlinien:

+ *Nutzung der Dateien zu nichtkommerziellen Zwecken* Wir haben Google Buchsuche für Endanwender konzipiert und möchten, dass Sie diese Dateien nur für persönliche, nichtkommerzielle Zwecke verwenden.

+ *Keine automatisierten Abfragen* Senden Sie keine automatisierten Abfragen irgendwelcher Art an das Google-System. Wenn Sie Recherchen über maschinelle Übersetzung, optische Zeichenerkennung oder andere Bereiche durchführen, in denen der Zugang zu Text in großen Mengen nützlich ist, wenden Sie sich bitte an uns. Wir fördern die Nutzung des öffentlich zugänglichen Materials für diese Zwecke und können Ihnen unter Umständen helfen.

+ *Beibehaltung von Google-Markenelementen* Das "Wasserzeichen" von Google, das Sie in jeder Datei finden, ist wichtig zur Information über dieses Projekt und hilft den Anwendern weiteres Material über Google Buchsuche zu finden. Bitte entfernen Sie das Wasserzeichen nicht.

+ *Bewegen Sie sich innerhalb der Legalität* Unabhängig von Ihrem Verwendungszweck müssen Sie sich Ihrer Verantwortung bewusst sein, sicherzustellen, dass Ihre Nutzung legal ist. Gehen Sie nicht davon aus, dass ein Buch, das nach unserem Dafürhalten für Nutzer in den USA öffentlich zugänglich ist, auch für Nutzer in anderen Ländern öffentlich zugänglich ist. Ob ein Buch noch dem Urheberrecht unterliegt, ist von Land zu Land verschieden. Wir können keine Beratung leisten, ob eine bestimmte Nutzung eines bestimmten Buches gesetzlich zulässig ist. Gehen Sie nicht davon aus, dass das Erscheinen eines Buchs in Google Buchsuche bedeutet, dass es in jeder Form und überall auf der Welt verwendet werden kann. Eine Urheberrechtsverletzung kann schwerwiegende Folgen haben.

Über Google Buchsuche

Das Ziel von Google besteht darin, die weltweiten Informationen zu organisieren und allgemein nutzbar und zugänglich zu machen. Google Buchsuche hilft Lesern dabei, die Bücher dieser Welt zu entdecken, und unterstützt Autoren und Verleger dabei, neue Zielgruppen zu erreichen. Den gesamten Buchtext können Sie im Internet unter `http://books.google.com` durchsuchen.

Stanford University Libraries
3 6105 000 663 141

1667
#3917

ANNALEN

DER

PHYSIK UND CHEMIE.

NEUE FOLGE.

BAND 65.

ANNALEN

DER

PHYSIK UND CHEMIE.

BEGRÜNDET UND FORTGEFÜHRT DURCH

F. A. C. GREN, L. W. GILBERT, J. C. POGGENDORFF.

NEUE FOLGE.

BAND 65.

DER GANZEN FOLGE 301. BAND.

UNTER MITWIRKUNG

DER PHYSIKALISCHEN GESELLSCHAFT ZU BERLIN

UND INSBESONDERE VON

M. PLANCK

HERAUSGEGEBEN VON

G. UND E. WIEDEMANN.

MIT FÜNF FIGURENTAFELN.

LEIPZIG, 1898.

VERLAG VON JOHANN AMBROSIUS BARTH.

LIBRARY OF THE
LELAND STANFORD JR. UNIVERSITY.
Q. 43992.
SEP 6 1900

Inhalt.

Neue Folge. Band 65.

Fünftes Heft.

Seite

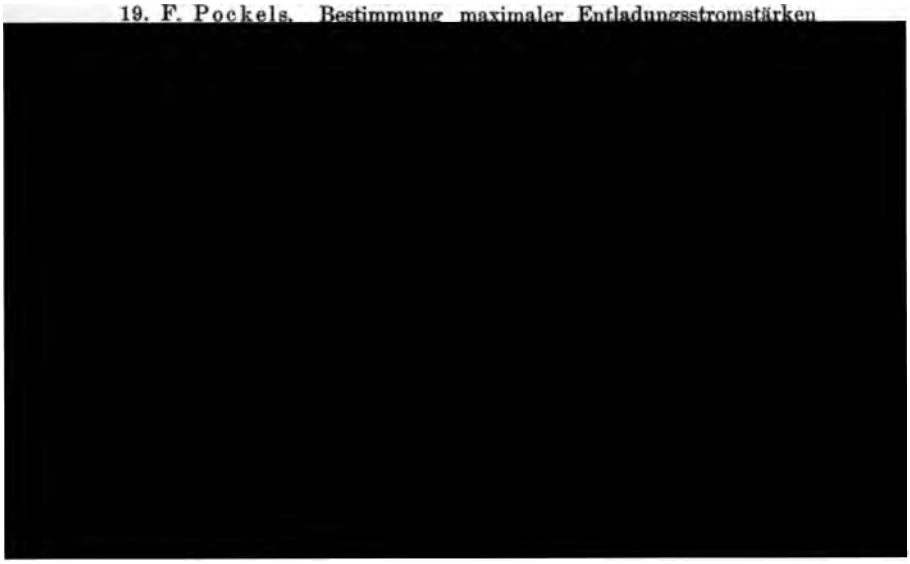
1. H. du Bois. Ueber magnetische Schirmwirkung 1
2. H. du Bois. Susceptibilität des Wassers und wässeriger Lösungen 38
3. C. Fromme. Ueber die magnetische Nachwirkung 41
4. F. Kirstädter. Zur Magnetisirung eiserner Hohl- und Vollringe 72
5. P. Dubois. Ueber die Wirkung eines am Inductionsapparate angebrachten Condensators 86
6. M. Lamotte Ueber electrische Oberschwingungen 92
7. W. Jaeger. Das electromotorische Verhalten von Cadmiumamalgam verschiedener Zusammensetzung 106
8. D. A. Goldhammer. Ueber die modernen Theorien der magneto-optischen Erscheinungen am Eisen, Nickel und Kobalt 111
9. K. Wesendonck. Ueber Verzögerung bei Spitzenentladung 116
10. J. R. v. Geitler. Ueber electrische und magnetische Zerlegung der Kathodenstrahlung 123
11. G. C. Schmidt. Ueber die von den Thorverbindungen und einigen anderen Substanzen ausgehende Strahlung 141
12. C. D. Child. Ueber den Potentialgradienten an Metallelectroden bei der Entladung durch *X*-Strahlen 152
13. R. Neuhauss. Nachweis der dünnen Zenker'schen Blättchen in den nach Lippmann's Verfahren aufgenommenen Farbenbildern 164
14. A. Pflüger. Prüfung der Ketteler-Helmholtz'schen Dispersionsformeln an den optischen Constanten anomal dispergirender, fester Farbstoffe 173
15. A. Pflüger. Prüfung der Cauchy'schen Formeln der Metallreflexion an den optischen Constanten des festen Cyanins . . 214
16. A. Pflüger. Nachtrag zu der Abhandlung: Prüfung der Ketteler-Helmholtz'schen Dispersionsformeln an den optischen Constanten anomal dispergirender, fester Farbstoffe . . 225
17. R. Abegg. Ueber das dielectrische Verhalten von Eis . . . 229
18. F. v. Wrangell. Ueber eine in oceanographischen Werken vorkommende falsche Formel 237

Geschlossen am 15. April 1898.

Sechstes Heft.

Seite

1. H. Rubens und E. Aschkinass. Die Reststrahlen von Steinsalz und Sylvin 241
2. H. Konen. Ueber die Spectren des Jod 257
3. J. Stark. Ueber Ausbreitung von Flüssigkeiten und damit zusammenhängende Erscheinungen 287
4. J. Stark. Bemerkungen zur Leidenfrost'schen Erscheinung 306
5. A. Heydweiller. Ueber die Bestimmung von Capillarconstanten aus Tropfenhöhen 311
6. W. Hittorff. Ueber das electromotorische Verhalten des Chroms 320
7. Ph. Kohnstamm und E. Cohen. Physikalisch-chemische Studien am Normalelement von Weston 344
8. F. Braun. Notiz über Thermophonie 358
9. F. Braun. Ueber Lichtemission an einigen Electroden in Electrolyten 361
10. F. Braun. Ein Kriterium, ob eine leitende Oberflächenschicht zusammenhängend ist und über die Dampfspannung solcher Schichten 365
11. F. Braun. Zeigen Kathodenstrahlen unipolare Rotation? . . 368
12. F. Braun. Erwiderung 372
13. W. Duane. Ueber electrolytische Thermoketten 374
14. H. du Bois. Ueber vermeintliche tangentiale Schirmwirkung 403
15. M. Latrille. Ueber electrodynamische Spaltwirkungen . . . 408
16. W. Kaufmann. Die magnetische Ablenkbarkeit electrostatisch beeinflusster Kathodenstrahlen 431
17. W. Wien. Untersuchungen über die electrische Entladung in verdünnten Gasen 440
18. L. Graetz. Versuche über die Polarisirbarkeit der Röntgenstrahlen 453
19. F. Pockels. Bestimmung maximaler Entladungsstromstärken



Seite

4. A. Wehnelt. Dunkler Kathodenraum 511
5. R. Swyngedauw. Ueber die Funkenentladung. Antwort an Hrn. G. Jaumann 543
6. K. Wesendonck. Ueber die Wirkung von Flammengasen auf leuchtende electrische Entladungen 553
7. L. Arons. Mikroskopische Beobachtung von Wechselcontacten (Cohärer) 567
8. W. Jaeger und St. Lindeck. Ueber die Constanz von Normalwiderständen aus Manganin 572
9. L. Arons. Einfache analytische Behandlung eines chematischen Falles electromagnetischer Schirmwirkung 590
10. A. Trowbridge. Ueber die Dispersion des Sylvins und das Reflexionsvermögen der Metalle 595
11. A. Witting. Zur Galvanometrie rascher, stossweise erfolgender Entladungen 621
12. M. Margules. Auflösung von Platin und Gold in Electrolyten 629
13. W. Schaufelberger. Bemerkungen zu der Arbeit des Hrn. Quincke: Die Klebrigkeit isolirender Flüssigkeiten im constanten electrischen Felde 635
14. C. Stumpf und M. Meyer. Erwiderung 641
15. F. Melde. Erwiderung gegen Ant. Appunn's Abhandlung: „Ueber Schwingungszahlenbestimmungen bei sehr hohen Tönen“ 645
16. K. Schreber. Zur absoluten Temperatur 648
17. H. Staigmüller. Beiträge zur kinetischen Theorie mehratomiger Gase 655
18. H. Staigmüller. Versuch einer theoretischen Ableitung der Constanten des Gesetzes von Dulong und Petit 670

Geschlossen am 25. Juni 1898.

Achtes Heft.

1. A. Hagenbach. Ueber Diffusion von Gasen durch wasserhaltige Gelatine 673
2. J. O. Reed. Ueber den Einfluss der Temperatur auf die Brechung und Dispersion einiger Krystalle und Gläser . . . 707
3. J. Stscheglayew. Nachtrag zu der Abhandlung „Ueber das Brechungsvermögen des mit Flüssigkeiten getränkten Hydrophans“ 745
4. F. Kurlbaum. Ueber eine Methode zur Bestimmung der Strahlung in absolutem Maass und die Strahlung des schwarzen Körpers zwischen 0 und 100 Grad 746
5. H. Ebert. Ueber die Verwendung hochfrequenter Wechselströme zum Studium electrischer Gasentladungen. 761

Seite

6. J. Hanauer. Ueber die Abhängigkeit der Capacität eines Condensators von der Frequenz der benutzten Wechselströme . 789
7. A. Kalähne. Ueber die Spectra einiger Elemente bei der stetigen Glimmentladung in Geissler'schen Röhren und die Abhängigkeit der Lichtstrahlung von Stromstärke und Druck 815
8. G. Klinkert. Die Bewegung electromagnetisch erregter Saiten 849
9. M. Toepler. Beobachtung von Metalldampfschichtung bei electrischer Drahtzerstäubung 873
10. A. Schuster. Die magnetische Ablenkung der Kathodenstrahlen 877
11. O. Leppin. Wirkung verschiedenartiger Wellen auf den Branly'schen Cohärer 885
12. H. Benndorf. Ueber das Verhalten rotirender Isolatoren im Magnetfelde und eine darauf bezügliche Arbeit A. Campetti's 890
13. F. Dolezalek. Ueber die chemische Theorie des Bleiaccumulators 894
14. I. Klemenčič. Bemerkungen über den inneren Widerstand der Normalelemente 917
15. O. Wiedeburg. Zur Frage nach der „absoluten" Temperatur 921
16. R. Abegg. Nachtrag zu meinem Aufsatze: Ueber das dielectrische Verhalten von Eis 923
17. W. Jaeger und K. Kahle. Ueber Quecksilber-Zink- und Quecksilber-Cadmiumelemente als Spannungsnormale 926
18. J. H. West. Minimale Druck- und Temperaturschwankungen in der Atmosphäre 943
19. M. Eschenhagen. Werthe der erdmagnetischen Elemente zu Potsdam für das Jahr 1897 951

Berichtigungen 952

Geschlossen am 15. Juli 1898.

1898. ANNALEN № 5.
DER
PHYSIK UND CHEMIE.
NEUE FOLGE. BAND 65.

1. *Ueber magnetische Schirmwirkung;* *von H. du Bois.*

Zweiter Theil. [1])

Transformation und Discussion der Gleichungen.

§ 7. Die Schirmwirkung wird nach § 4 bestimmt durch das Verhältniss g der Intensität des offenen Aussenfeldes $\mathfrak{H}_e$ zu derjenigen des geschützten Innenfeldes $(\mathfrak{H})_1$; die in § 8 wiederzugebenden Gleichungen (I) und (I*) liefern einen Ausdruck für jene Grösse, die man passend als das *innere Schutzverhältniss* des Doppelpanzers bezeichnet (vgl. § 16). In erster Linie ist die Beziehung zwischen diesem und den entsprechenden Grössen g_1 und g_2 für die den Panzer bildenden einzelnen Schalen klarzulegen. Hierzu ist zunächst für letztere ein Ausdruck zu entwickeln: lässt man R_2 gegen r_2 convergiren, so wird $\mathfrak{p}_2 = \mathfrak{q}_2 = 1$ und $\mathfrak{m}_2 = \mathfrak{n}_2 = 0$; es schwindet die Wanddicke der äusseren Schale und die Gleichung (I) reducirt sich auf die weit einfachere, aber noch immer strenge Formel für eine einzige Hohlkugel

$$g_1 - 1 = \frac{2}{9}\frac{(\mu-1)^2}{\mu}(1-\mathfrak{p}_1), \tag{5}$$

welche dasselbe besagt wie der von Maxwell [2]) als Ergebniss der Poisson'schen Theorie angegebene Ausdruck

$$(\mathfrak{H})_1 = \frac{9\mu}{9\mu + 2(\mu-1)^2\left(1 - \frac{r_1^3}{R_1^3}\right)}\mathfrak{H}_e.$$

In ganz ähnlicher Weise reducirt sich für einen einzelnen Hohlcylinder Gleichung (I*) auf den einfachen strengen Ausdruck

1) Fortsetzung der im Jubelband 63 p. 348. 1897 erschienenen ersten Mittheilung; die Bezeichnungen sind dort p. 350 zusammengestellt. Die Hauptergebnisse wurden der Physikal. Ges. zu Berlin am 17. Dec. 1897 und 7. Januar 1898 vorgelegt und durch Original-Feilichtbilder erläutert.

2) Maxwell, Treatise 2 Ed. 2. § 433. Oxford 1881.

$$(5^*) \qquad \mathfrak{g}_1 - 1 = \frac{1}{4}\frac{(\mu-1)^2}{\mu}(1-\mathfrak{q}_1),$$

den bereits Stefan (l. c. p. 629) für diesen Fall herleitete.

In sämmtliche Gleichungen gehen ausschliesslich die Verhältnisszahlen $\mathfrak{g}$, μ, $\mathfrak{p}$ und $\mathfrak{m}$ bez. $\mathfrak{q}$ und $\mathfrak{n}$ ein; wie aus dimensionstheoretischen Gründen vorauszusehen, ist daher die Schirmwirkung eines Panzersystems, ausser durch seine Permeabilität, nur noch durch seine relativen, nicht durch die absoluten Abmessungen bestimmt. Es üben daher geometrisch ähnliche Panzersysteme aus gleichem Material die gleiche Schirmwirkung aus.

§ 8. Denkt man sich die innere Schale 1 unveränderlich und lässt dagegen die äussere 2 variiren; indem sie zunächst — sich selbst ähnlich bleibend — einschrumpfe, bis der unmagnetische (Luft-)Zwischenraum schwindet, so verringert sich die Schirmwirkung. Denn bei jenem Vorgang convergirt r_2 gegen R_1, $\mathfrak{p}_{12}$ und $\mathfrak{q}_{12}$ gegen 1, daher $\mathfrak{m}_{12}$ und $\mathfrak{n}_{12}$ gegen Null. Ferner convergirt das Product

$$\mathfrak{p}_1\mathfrak{p}_2 = \frac{r_1^3}{R_1^3}\cdot\frac{r_2^3}{R_2^3} \rightarrow \frac{r_1^3}{R_2^3},$$

welcher Endwerth einfach mit $\mathfrak{p}$ bezeichnet sei; er gilt für den bei der gedachten Einschrumpfung aus der Zusammenschweissung der beiden Schalen entstehenden Panzer; ähnlich convergirt beim cylindrischen Doppelpanzer

$$\mathfrak{q}_1\mathfrak{q}_2 = \frac{r_1^2}{R_1^2}\cdot\frac{r_2^2}{R_2^2} \rightarrow \frac{r_1^2}{R_2^2} = \mathfrak{q}.$$

Betrachtet man jetzt die Gleichungen (I) und (I*), welche

wird die magnetische Wechselwirkung der beiden Schalen immer geringer. Es liegt die Annahme nahe, dass sie schliesslich schwinden wird und alsdann das Innenfeld $(\mathfrak{H})_2$ der äusseren Schale ohne weiteres als Aussenfeld für die innere Schale wird gelten dürfen; in übersichtlicher Bezeichnungsweise müsste alsdann sein:

$$(6) \qquad g = \frac{\mathfrak{H}_e}{(\mathfrak{H})_1} = \frac{\mathfrak{H}_e}{(\mathfrak{H})_2} \cdot \frac{(\mathfrak{H})_2}{(\mathfrak{H})_1} = g_1 g_2.$$

Hierdurch erscheint die Möglichkeit einer Multiplicirung der einzelnen Schutzverhältnisse gegeben. Diese Eigenschaft lässt sich überdies analytisch nachweisen, indem man eine andere Form der — im Vorigen nicht ausgeschriebenen — Grundgleichungen wählt; diese enthalten einerseits das Product $\mu^2 g$, andererseits einen Ausdruck vierten Grades nach μ, dessen Coefficienten im allgemeinen je 7 geometrische und 1 Zahlenglied enthalten. Wie bereits bemerkt, wird durch (I) und (I*) nur eine ihrer Gruppirungen dargestellt. Ordnet man sie in anderer Weise, so ergiebt sich für zwei Hohlkugeln

$$(7) \quad \begin{cases} g = \left\{\frac{2}{9}\frac{(\mu-1)^2}{\mu}(1-p_1)+1\right\} \times \left\{\frac{2}{9}\frac{(\mu-1)^2}{\mu}(1-p_2)+1\right\} \\ \qquad - \frac{2}{81}\frac{(\mu-1)^2(2\mu^2+5\mu+2)}{\mu^2} p_{12} m_1 m_2. \end{cases}$$

Für zwei Hohlcylinder

$$(7^*) \quad \begin{cases} g = \left\{\frac{1}{4}\frac{(\mu-1)^2}{\mu}(1-q_1)+1\right\} \times \left\{\frac{1}{4}\frac{(\mu-1)^2}{\mu}(1-q_2)+1\right\} \\ \qquad - \frac{1}{16}\frac{(\mu^2-1)^2}{\mu^2} q_{12} n_1 n_2. \end{cases}$$

Ersetzen wir hier die $\{\}$ Klammerausdrücke nach (5) und (5*) durch g_1 bez. g_2, so wird für zwei Hohlkugeln

$$(II) \qquad g = g_1 g_2 - \frac{2}{81}\frac{(\mu-1)^2(2\mu^2+5\mu+2)}{\mu^2} p_{12} m_1 m_2.$$

Für zwei Hohlcylinder

$$(II^*) \qquad g = g_1 g_2 - \frac{1}{16}\frac{(\mu^2-1)^2}{\mu^2} q_{12} n_1 n_2.$$

Das zweite Glied rechts schwindet bei der gedachten Ausdehnung der Aussenschale, weil bei zunehmenden r_2 der Bruch $p_{12} = R_1^3/r_2^3$ bez. $q_{12} = R_1^2/r_2^2$ gegen Null convergirt; die alsdann sich ergebende einfache Form von (II) und (II*) bestätigt die durch (6) dargestellte Vermuthung. Bei einem

gegebenen Doppelpanzer misst das erwähnte *subtractive* Glied die magnetische Wechselwirkung der zwei Schalen und damit den Betrag, um welchen man noch von der idealen Multiplicirung der beiden Schutzverhältnisse entfernt ist.

§ 10. Die Anwendbarkeit der Schirmwirkung abwechselnder concentrischer Kugelschichten hoher und niedriger relativer Permeabilität, insbesondere die wichtige Rolle des Luftzwischenraums wurde von Hrn. Rücker[1]) erkannt und eingehende Rechnungen für bilamellare, zum Theil auch für trilamellare Kugelpanzer von ihm durchgeführt. In praktischen Fällen dürften indessen Cylinderpanzer mehr in Betracht kommen; ich habe die sphärischen Gleichungen überall parallel neben den cylindrischen[2]) entwickelt, um neben der Analogie auch die Unterschiede zwischen beiden Problemen hervorzuheben; auch habe ich versucht, die Gleichungen möglichst explicit und übersichtlich anzuordnen.

Durch die vorhergehenden Rechnungen für cylindrische Doppelpanzer ist auch die Lösung des Problems für n-lamellare Panzer angebahnt; bei den alsdann auftretenden $2n$ Grenzflächen ist im allgemeinen ein Ausdruck $2n$ten Grades nach μ zu erwarten, dessen Coefficienten je $\frac{1}{2}n(5n-3)$ geometrische und 1 Zahlenglied enthalten. Indessen schien mir zunächst kein Grund vorzuliegen die ziemlich mühseligen Rechnungen weiter zu führen, da in fast allen Fällen Doppelpanzer genügen dürften.

cienten zwischenliegende Werthe zukommen; dabei ist vorausgesetzt, dass bei der Transformation die geometrischen Bestimmungsstücke, d. h. die Volumverhältnisse (vgl. § 3) ungeändert bleiben, sodass $\mathfrak{p} = \mathfrak{q}$ und $\mathfrak{m} = \mathfrak{n}$. Für auf der Drehbank — durch Abdrehen oder Aufwickeln — herstellbare Hohlkörper wird man daher die Schirmwirkung meistens angenähert berechnen können. Es kommt dabei nur an auf das Verhältniss des eigentlichen — dem Gewicht proportionalen — Schalenvolums zum Aussenvolum.

§ 11. Bisher wurde keinerlei Vernachlässigung in die Rechnung eingeführt, sodass die Gleichungen als strenge und allgemeingültige zu betrachten sind; es ist indessen stets die Beschränkung zu bedenken, welche in der nothwendigen Annahme einer constanten Permeabilität liegt. Wofern diese etwa den Werth 100 übertrifft, lassen sich die strengen Gleichungen etwas vereinfachen und lauten dann für Doppelpanzer:

(I A) $\quad \mathfrak{g} - 1 = \frac{2}{9}(\mu - 2)\{(1 - \mathfrak{p}_1\,\mathfrak{p}_2) + \frac{2}{9}(\mu + \frac{5}{2})\,\mathfrak{m}_{12}\,\mathfrak{m}_1\,\mathfrak{m}_2\}$,

(I* A) $\quad \mathfrak{g} - 1 = \frac{1}{4}(\mu - 2)\{(1 - \mathfrak{q}_1\,\mathfrak{q}_2) + \frac{1}{4}(\mu + 2)\,\mathfrak{n}_{12}\,\mathfrak{n}_1\,\mathfrak{n}_2\}$.

Oder

(II A) $\quad \mathfrak{g} = \mathfrak{g}_1\,\mathfrak{g}_2 - \frac{4}{81}\mu(\mu + \frac{1}{2})\,\mathfrak{p}_{12}\,\mathfrak{m}_1\,\mathfrak{m}_2$.

(II* A) $\quad \mathfrak{g} = \mathfrak{g}_1\,\mathfrak{g}_2 - \frac{1}{16}\mu^2\,\mathfrak{q}_{12}\,\mathfrak{n}_1\,\mathfrak{n}_2$.

Dagegen für einfache Panzer, da $\mu - 2 = 4\pi\varkappa - 1$, d. h. nahe gleich der 4π-fachen Susceptibilität[1]):

(5 A) $\quad \mathfrak{g} - 1 = \frac{2}{9}(\mu - 2)\,\mathfrak{m} = \frac{8}{9}\pi\varkappa\,\mathfrak{m}$,

(5* A) $\quad \mathfrak{g} - 1 = \frac{1}{4}(\mu - 2)\,\mathfrak{n} = \pi\varkappa\,\mathfrak{n}$.[1])

Ueberdies lässt sich der Zahlenaddend oder -Subtrahend neben μ in vielen Fällen noch vernachlässigen. Ferner lassen sich Vereinfachungen einführen für sehr dünne Schalen, deren Wanddicke d etwa von der Ordnung $1/100$ ihres Halbmessers ist; es ist dann angenähert $\mathfrak{m} = 3\,d/R$ und $\mathfrak{n} = 2\,d/R$, und man erhält für derartige Doppelpanzer

(I B) $\quad \mathfrak{g} - 1 = \frac{2}{9}(\mu - 2)\left\{\frac{3\,d_1}{R_1} + \frac{3\,d_2}{R_2} + 2\left(\mu + \frac{5}{2}\right)\mathfrak{m}_{12}\,\frac{d_1}{R_1}\cdot\frac{d_2}{R_2}\right\}$

(I* B) $\quad \mathfrak{g} - 1 = \frac{1}{4}(\mu - 2)\left\{\frac{2\,d_1}{R_1} + \frac{2\,d_2}{R_2} + (\mu + 2)\,\mathfrak{n}_{12}\,\frac{d_1}{R_1}\cdot\frac{d_2}{R_2}\right\}$

1) Stefan, l. c. p. 630.

Endlich für einfache, dünne Schalen:

$$(5\,\mathrm{B}) \qquad \mathfrak{g} - 1 = \frac{2}{3}\frac{d}{R}(\mu - 2) = \frac{8\pi\varkappa}{3}\frac{d}{R} \quad \text{(Hohlkugel).}$$

$$(5^*\mathrm{B}) \qquad \mathfrak{g} - 1 = \frac{1}{2}\frac{d}{R}(\mu - 2) = 2\pi\varkappa\frac{d}{R} \quad \text{(Hohlcylinder).}$$

Theoretische Folgerungen.

§ 12. Wie bereits von Maxwell[1]) bemerkt wurde, kann in den gegebenen Gleichungen umgekehrt das Schutzverhältniss $\mathfrak{g}$ als ermittelt vorausgesetzt und daraus die Permeabilität hergeleitet werden; zur Bestimmung des theoretisch günstigsten Radienverhältnisses giebt er für eine einfache Hohlkugel folgende Gleichung an

$$1 - \frac{r^3}{R^3} = \frac{9}{2}\cdot\frac{1 + 4\pi\varkappa}{4\pi\varkappa}.$$

Es wird dann $\mathfrak{g} = 2$. Nun dürfte es freilich kaum zweckmässig sein, das zu untersuchende Material in Form einer Hohlkugel bez. zweier Halbkugeln der Messung zu unterziehen. Um so einfacher gestaltet sich aber das Verfahren, sobald man Blech oder Draht zu einem Cylinder aufrollt. Dabei ist es durchaus nicht erforderlich, dass das Aussenfeld durch die Schirmwirkung gerade halbirt werde ($\mathfrak{g}=2$), sondern man erhält ebenso gute Resultate etwa für $1{,}5 < \mathfrak{g} < 5$. Die zu benutzenden Formeln werden aus den zuletzt mitgetheilten in einfacher Weise hergeleitet: falls die Wanddicke von der Ordnung $r/10$ ist, erhält man folgende angenäherte Gleichung

worin a den einfach zu ermittelnden Umfang bezeichnet. Auf dieses Messverfahren werde ich in § 29 zurückkommen.

§ 13. Es ist nun das Schutzverhältniss in seiner Beziehung zum erforderlichen Panzergewicht näher zu untersuchen. Diese Frage ist von Hrn. Rücker l. c. für multilamellare Kugelpanzer — nicht für Cylinder — auf das eingehendste nach allen Seiten hin discutirt worden, sodass ich mich hier damit begnüge, die wesentlichsten Punkte hervorzuheben, unter besonderer Berücksichtigung des Cylinderproblems. Es werde ein cylindrischer Raum von gegebenem Radius r zunächst durch einen einzigen Hohlcylinder geschützt; dessen Gewicht p ist dann proportional dem Ausdruck

$$\frac{1}{\mathfrak{q}} - 1.$$

Aber nach (5*) ist $(\mathfrak{g} - 1)$ proportional $(1 - \mathfrak{q})$. Bezieht man daher die Schirmwirkung auf die Gewichtseinheit, so wird

$$\frac{\mathfrak{g} - 1}{p} \text{ proport. } \frac{1 - \mathfrak{q}}{\frac{1}{\mathfrak{q}} - 1} = \mathfrak{q}.$$

Ebenso wird bei der Hohlkugel

$$\frac{\mathfrak{g} - 1}{p} \text{ proport. } \mathfrak{p}.$$

Nun ist für eine unendlich dünne Schale $\mathfrak{q}$ (bez. $\mathfrak{p}$) $= 1$; wird die Wandung allmählich dicker, so nimmt $\mathfrak{q}$ zunächst nur sehr langsam ab, sodass anfangs $\mathfrak{g} - 1$ nahe proportional der Wanddicke und dem Gewicht wächst; sobald erstere indessen etwa $^1/_{20}$ oder $^1/_{10}$ des Radius übertrifft, nimmt die Schirmwirkung weit langsamer zu als das Panzergewicht. Wird z. B. die Wandung so viel dicker, dass $d = r$, und daher $R = r + d = 2r$, so wird $\mathfrak{q} = \frac{1}{4}$ $(\mathfrak{p} = \frac{1}{8})$; es hat dann $\mathfrak{g} - 1$ bereits $^3/_4$ (bez. $^7/_8$) des asymptotischen Werthes erreicht, welchem dieser Ausdruck bei unendlicher Zunahme des Aussenradius — und daher des Gewichts — zustrebt. Es ist nach (5*)

$$(11^*) \qquad (\mathfrak{g} - 1)_{\max} = \frac{1}{4} \frac{(\mu - 1)^2}{\mu} \text{ (Cylinder)},$$

$$(11) \qquad (\mathfrak{g} - 1)_{\max} = \frac{2}{9} \frac{(\mu - 1)^2}{\mu} \text{ (Kugel)}.$$

Diese Discussion zeigt, dass es unzweckmässig ist, die Dicke eines Panzers über einen gewissen Werth hinaus zu

steigern; etwa derart, das q bez. p nicht unter den Werth 0,7 herabgemindert werden. Dem entspricht bei Hohlcylindern eine Wanddicke von etwa 15 Proc., bei Hohlkugeln eine solche von 10 Proc. des mittleren Radius. Diese Grenze liegt bedeutend unter der in der Laboratoriumspraxis vielfach üblichen.

§ 14. Darüber hinaus wird der Panzer besser untertheilt, d. h. man bedient sich einer bilamellaren Panzerung; eine solche dürfte für fast alle vorkommenden Fälle ausreichen. Die Discussion wird dann bedeutend complicirter; es sei daher nur erwähnt, dass behufs Schutzes eines gegebenen cylindrischen Raumes mittels eines zweischaligen Panzers von minimalem Gewichte, folgender Ausdruck:

$$(12) \qquad \frac{16\, q_{12}\, q_1\, q_2\, g_1\, g_2 - \mu^2\, q_{12}^2\, q_1\, q_2\, n_1\, n_2}{q_{12}\, q_2\, n_1 + n_2}$$

ein Maximum erreichen muss; derselbe ist aus der vereinfachten Gleichung (II*A) gewonnen. Für Hohlkugeln ist 81/4, p und m an Stelle von 16, q bez. n zu setzen. Hieraus lässt sich theoretisch die zweckmässigste Anordnung mit Rücksicht auf das Panzergewicht berechnen, sobald die Permeabilität und zwei weitere Bedingungen gegeben sind; alsdann lassen sich die drei unabhängigen Variabeln q_1, q_2 und q_{12} bestimmen.

In der Regel dürfte q_1 und q_2 schon vorgeschrieben sein, und lässt sich nur noch über den Luftraum disponiren; setzt man daher $q_{12} = x$, so erhält man durch Differentiiren

welche auch für sphärische Schalen näherungsweise gilt, und von der Permeabilität unabhängig ist.

Fasst man andererseits zwei dünnere Schalen ins Auge, deren Radienverhältnisse nicht die gleichen zu sein brauchen, so erhält man unter Berücksichtigung der Vereinfachungen des § 11 folgende angenäherte Bedingung

$$q_{12} = \sqrt{\gamma^2+\gamma} - \gamma \tag{15}$$

wo γ das Verhältniss n_2/n_1, bez. bei der Kugel m_2/m_1 bezeichnet. Falls q oder γ gegen eins convergiren, nähern sich (14) und (15) beide dem Werthe $(\sqrt{2} - 1)$. Daraus folgt, dass für den einfachsten Fall zweier dünner Schalen vom gleichen Radienverhältniss, derart dass

$$n_1 = n_2 \text{ oder } m_1 = m_2$$

der Luftraum am vortheilhaftesten dimensionirt wird, wenn

$$q_{12} = p_{12} = \sqrt{2} - 1 = 0{,}4142 = \frac{1}{2{,}4143}.$$

Daher beträgt das beste Verhältniss des Aussenradius r_2 zum Innenradius R_1 der Luftschale

$$\frac{r_2}{R_1} = \sqrt{2{,}4143} = 1{,}5538 \text{ (Cylinder)},$$

$$\frac{r_2}{R_1} = \sqrt[3]{2{,}4143} = 1{,}3415 \text{ (Kugeln)}.$$

In anderen, weniger einfachen Fällen findet man aus der Gl. (13) für das Radienverhältniss des Luftraumes die passendsten Werthe; diese erweisen sich niemals von den oben angeführten sehr erheblich verschieden. Es darf daraus gefolgert werden, dass, wofern auf das Panzergewicht Rücksicht zu nehmen ist, man jenes Verhältniss für Cylinder am besten zwischen 1,5 und 1,6, für Kugeln zwischen 1,3 und 1,4 wählt.

Innere und äussere Schirmwirkung.

§ 16. Bisher wurde als Schutzverhältniss g der unechte Bruch $\mathfrak{H}_e/(\mathfrak{H})_1$ definirt (§ 7). Diese Zahl bildet ein Maass für die innere Schirmwirkung gegen äussere Störungen in solcher Entfernung, dass das störende Feld im Bereiche der Panzerung als ein gleichförmiges zu betrachten ist. Es ist nun umgekehrt die äussere Schirmwirkung zu untersuchen,

d. h. der Schutz der Umgebung gegen Störungen, welche ihren Sitz innerhalb des Panzers haben. Sie mögen ganz allgemein als von irgend welchem dort befindlichen electromagnetischen Systeme herrührend betrachtet werden. Damit aber dem Problem nähergetreten werden könne, ist es zunächst zu specialisiren. Falls die Wirkung von einer oder mehreren magnetischen Kraftlinien „Quellen" *oder* „Senken" ausgeht, ist eine äussere Schirmwirkung in der Regel ausgeschlossen. Es handle sich beispielsweise um einen oder mehrere Nordpole (oder Südpole) in oder nahe dem Centrum eines sphärischen multilamellaren Panzers, wie in Fig. 3: Das freie Feld eines einzelnen Poles ist ein geradlinig radiales; wird ein solcher daher von dem Panzer concentrisch umhüllt, so durchsetzen die Kraftlinien

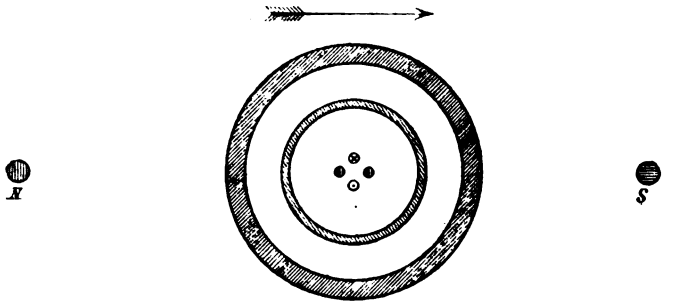


Fig. 3.

sämmtliche Schalen in radialer Richtung, ohne im mindesten von ihnen beeinflusst zu werden.[1]) Dies lässt sich leicht aus

dessen „axiales Feld“ mit seinen kreisförmigen Kraftlinien wird weder innerhalb noch ausserhalb des Panzers von den concentrischen Cylinderschalen beeinflusst. Die erwähnten Specialfälle sollen weiterhin bei der Erörterung der mechanischen Schirmwirkung näher betrachtet werden.

§ 17. Wesentlich verschieden gestaltet sich das Problem, sobald Quellen *und* Senken von gleicher Stärke vom Panzer umhüllt werden. Die sie verbindenden Kraftlinien werden nun

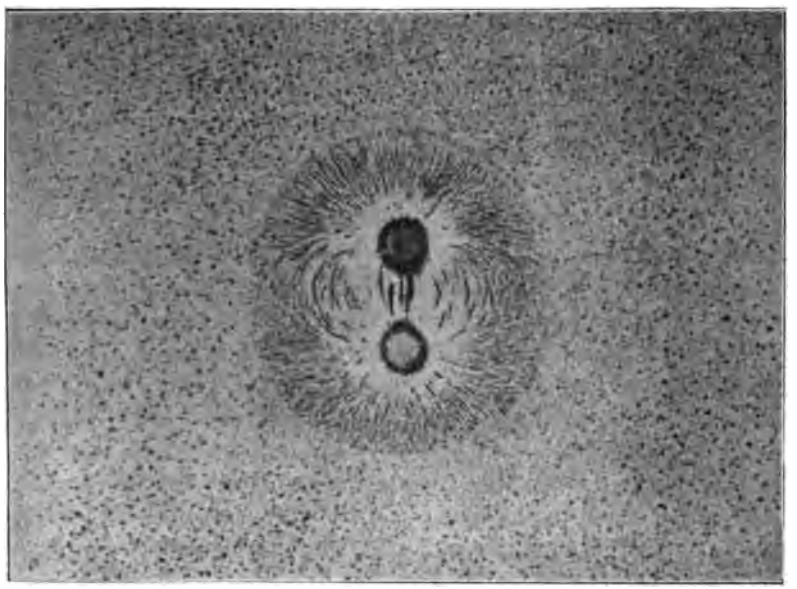


Fig. 4.
Gepanzertes lineares Polenpaar (● Nordpol, ○ Südpol).

grösstentheils den Weg durch die mehr permeabeln Schalen bevorzugen, anstatt störend nach aussen sich zu verbreiten; die Umgebung wird daher geschützt. Es soll nur der einfachste Fall erörtert werden, welcher einem gleichförmigen Aussenfelde reciprok entspricht. Letzteres darf als von je einer Quelle N und einer Senke S herrührend betrachtet werden, welche sich in genügend grosser, gleicher Entfernung befinden; beim Cylinderproblem sind jene beiden Feldträger als linear und senkrecht zur Bildebene vorauszusetzen. Mit Bezug auf einen gewissen mittleren Schalenradius wird nun N und S

reciprok entsprochen durch ein punktförmiges bez. lineares Polenpaar symmetrisch zum Mittelpunkte (vgl. Fig. 3).

Den Schutz der Umgebung vor einem solchen veranschaulicht das Feilichtbild Fig. 4. Infolge der Schirmwirkung der dünnen, durch ihre Kreisspur genügend markirten, Cylinderschale, ist auf das Feilicht im äusseren Raum eine merkliche Richtkraft nicht mehr ausgeübt worden. Bezeichnet man nun als *äusseres Schutzverhältniss* $\mathfrak{k}$ das Verhältniss der von dem Polenpaare in irgend einem äusseren Punkte ausgeübten Feld intensitäten mit oder ohne Panzer, so gilt allgemein

(16) $$\mathfrak{k} = \mathfrak{g}.$$

§ 18. Es ist also für eine gegebene sphärische oder cylindrische Panzerung das äussere und innere Schutzverhältniss das gleiche. Einen Beweis dieses Satzes gaben Poisson und Stefan (l. c. p. 635) für einfache Hohlkugeln bez. Hohlcylinder. Hr. Rücker (l. c. p. 101) dehnt den Beweis auf multilamellare Kugelpanzer aus, und zeigt wie ähnliche Beziehungen auch für complicirtere Feldvertheilungen gelten, welche durch zonale Kugelfunctionen höherer Ordnung darstellbar sind. Auch für mehrschalige Cylinderpanzer dürfte das Theorem unschwer zu beweisen sein; im übrigen soll für diesen Fall die experimentelle Bestätigung in § 26 erbracht werden. Auch kann jene Reciprocität der Schirmwirkung mittelbar aus gewissen mechanischen Ueberlegungen gefolgert werden (§ 36). Für die Gültigkeit des Theorems ist übrigens die stillschweigende Voraussetzung wesentlich, dass das den äusseren und

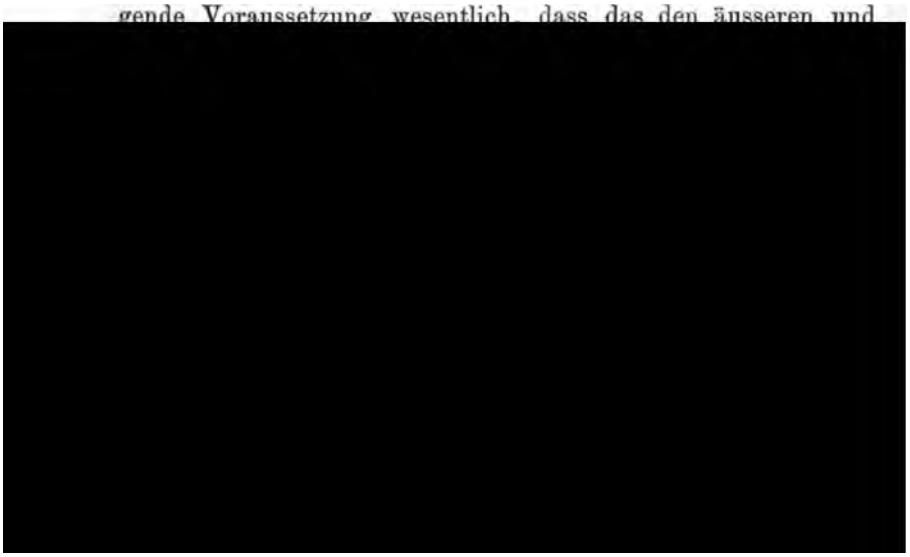


Tabelle 1.

Nr.	$\frac{r}{R}$	q	n	g	$g_1 g_2$
1	0,895	0,800	0,200	11	$\} = 44$
2	0,97	0,940	0,060	4	

In der Figur ist der Querschnitt des Cylinders Nr. 1 eingezeichnet, dessen Aussenradius zu $R = 2{,}5$ angenommen ist. Es werde nun Nr. 2 um Nr. 1 angeordnet und bei gleichbleibendem Radienverhältniss ausgedehnt, wie in § 9 vorausgesetzt

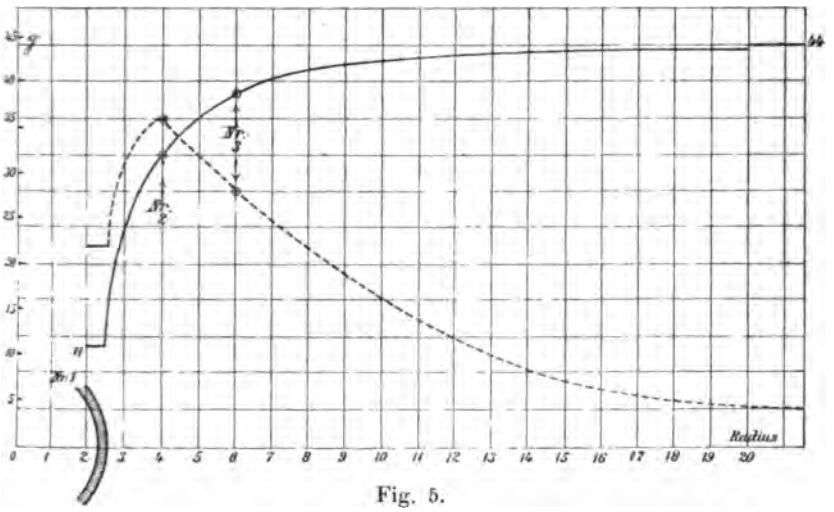


Fig. 5.

wurde. Den Abscissen, welche die aufeinander folgenden Werthe des Innenradius des Cylinders 2 vom Werthe 2,5 aufwärts darstellen, ist das gemeinsame Schutzverhältniss von 1 und 2 als Ordinate zugeordnet, und zwar in der ausgezogenen Curve, nach Gl. (II* A) des § 11 berechnet. Obige Tabelle ergiebt zunächst $g = 11$; sobald Panzer Nr. 2 eng anschliessend Nr. 1 umgiebt, wird $g = 14$ und nimmt dann rasch zu, während Nr. 2 sich ausdehnt, um schliesslich dem asymptotischen Werthe $g = g_1 g_2 = 44$ zuzustreben. Die punktirte Curve stellt g dar, bezogen auf die Gewichtseinheit des Doppelpanzers (in willkürlichem Maassstabe); diese Curve erreicht ein Maximum für $r_2 = 3{,}9 = 1{,}56 R_1$, in Uebereinstimmung mit den theoretischen Ausführungen des § 15. Die beiden mit ⊙ markirten Curven-

punkte entsprechen den in § 24 zu erwähnenden Blechcylindern Nr. 2 und Nr. 3, deren Dimensionen sehr nahe mit den in Tab. 1 einfachheitshalber angenommenen abgerundeten Werthen übereinstimmten; die mit jenen Cylindern erhaltenen Versuchsresultate bestätigen die Theorie (§ 26).

§ 20. Das zweidimensionale Cylinderproblem eignet sich besonders zu einer Darstellung des Kraftlinienverlaufes. In Fig. 6 stellen die 4 Quadranten vier verschiedene Fälle ein-

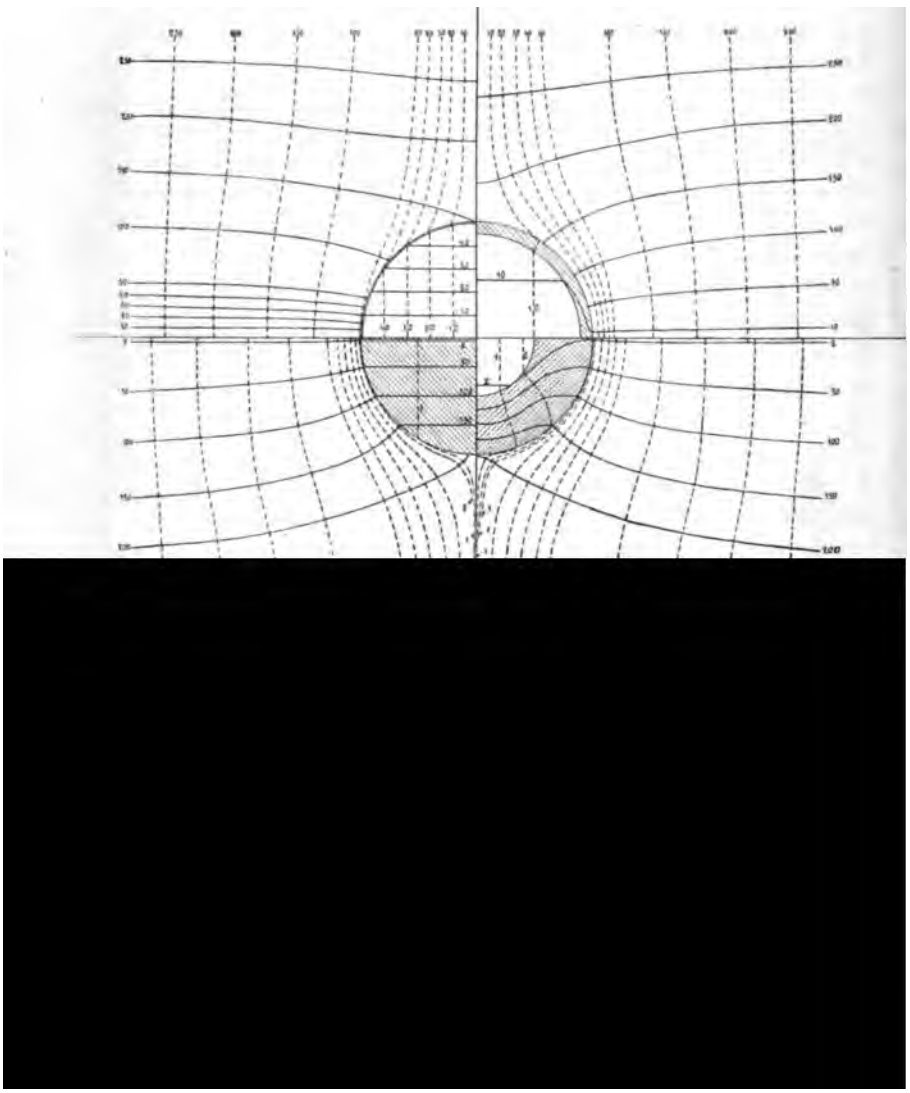


Tabelle 2.

Quadr. Nummer		Nr.	μ	$\frac{r}{R}$	q	g
1	2	1	102	0,98	0,96	2
		2	102	0,92	0,84	5
4	3	3	102	0,50	0,25	20
		4	102	0	0	25

potentiallinien sind punktirt. Die Unstetigkeiten beider Linienscharen an den Uebergangsflächen sind beachtenswerth; die Kraftlinien treten ins Ferromagneticum unter einem Einfallswinkel ein, welcher an der *Aussenfläche* des dünnen Hohlcylinders merkliche Werthe aufweist; je dicker indessen die Wandung, um so geringer wird die Abweichung der Kraftlinien von der Normalen. Was die *Innenflächen* betrifft, so folgt aus der Gleichförmigkeit des Feldes innerhalb des Panzers dass dort die Kraftlinien überall parallel ihrer ursprünglichen Richtung verlaufen, mithin im allgemeinen nicht senkrecht zur Grenzfläche. Es folgt aus dem bekannten tangentialen Brechungsgesetz, dass bei $\mu = 102$ innerhalb des Ferromagneticums die Kraftlinien die innere Grenzfläche fast tangiren müssen.

§ 21. Der Specialfall des Vollcylinders (Quadrant 4 bietet noch Anlass zu einigen Bemerkungen; der zugehörige Werth $g = 25$ der Tab. 2 würde sich auf eine unendlich enge Axialbohrung beziehen. Bei einem massiven Eisencylinder beträgt bekanntlich der Werth der Induction $\mathfrak{B}'$ nahe das Doppelte der Intensität $\mathfrak{H}_e$ des Aussenfeldes, während er bei einer Vollkugel ungefähr den dreifachen Werth erreicht. Daher ist die resultirende Totalintensität $\mathfrak{H}_i'$ im Eisencylinder

$$\mathfrak{H}_i' = \frac{\mathfrak{B}'}{\mu} = \frac{2\,\mathfrak{H}_e}{\mu}. \tag{17}$$

Es folgt daraus, dass die Aequipotentiallinien im Eisen bedeutend weiter auseinander liegen als im offenen Felde; das Verhältniss der Zwischenräume beträgt $\mu/2$, d. h. im vorliegenden Beispiel 51, wie aus Quadrant 4 ersichtlich ist. Entsprechend den Eigenschaften conjugirter Functionen tauschen bekanntlich Kraftlinien und Aequipotentiallinien die Rollen, sobald man die ferromagnetischen (schraffirten) und unmagnetischen Theile vertauscht. Daher stellt in Fig. 6 die punktirte Curven-

schar auch die Kraft- bez. Inductionslinien dar für eine cylindrische Bohrung mit einem Eisenkerne von verschiedenem Durchmesser (1, 2, 3) bez. ohne Eisenkern (Quadrant 4), und von einem ausgedehnten, magnetisch weichen Ferromagneticum von der Permeabilität 102 umgeben. Die ersteren drei Quadranten veranschaulichen daher die Thatsache, dass eine cylindrische Schale, deren relative Permeabilität eine sehr geringe ist (im vorliegenden Falle 1/102), den umschlossenen Raum ebenfalls in hohem Maasse schützen würde.

Bezeichnet man nun im 4. Quadrant die Totalintensität in der Bohrung mit $\mathfrak{H}_t$, die Induction im umgebenden Eisen, wie vorher mit $\mathfrak{B}'$, so folgt aus dem Vorigen

$$\mathfrak{H}_t = \frac{2}{\mu}\mathfrak{B}'. \tag{18}$$

Es lässt sich auch für Bohrungen von nicht kreisförmigem Querschnitt das Verhältniss der Feldintensität zu der Induction in der ferromagnetischen Umgebung annähernd angeben; es bietet dies Anhaltspunkte für die Beurtheilung der Vorgänge in Loch- und Nutenankern (vgl. § 41). Uebrigens lässt sich die Gleichung (18) verificiren, indem man (17) combinirt mit der Formel (11*) für das Schutzverhältniss eines Hohlcylinders, dessen Aussenradius ins Unbegrenzte zunimmt. In ähnlicher Weise findet man für eine sphärische Höhlung innerhalb eines ausgedehnten Ferromagneticums

$$\mathfrak{H}_t = \frac{3}{2\mu}\mathfrak{B} \tag{19}$$

Schwingungen ausführte. Das Quadrat des Verhältnisses der Schwingungszahlen ergiebt das Schutzverhältniss; letzteres war von der Ordnung 10 bis 20. Indessen ergaben sich bei acht untersuchten, anscheinend gleichen Cylindern — deren Verwendung für Panzergalvanometer beabsichtigt war — sehr unregelmässige Resultate. Der Grund war in der Eigenpolarität und Heterogenität — namentlich an der Schweissstelle — der Eisencylinder zu suchen. Erstere lässt sich zwar bis zu einem gewissen Grade durch Aufstellung des Cylinders in zwei oder vier verschiedenen Azimuthen eliminiren, wirkt aber immerhin störend. Letztere wurde bei Aufstellung der theoretischen Ansätze (§ 3) ausdrücklich ausgeschlossen. Das innere Feld zeigte sich ziemlich gleichförmig, einmal in einer Ebene senkrecht zur Axe, dann aber auch an dieser entlang im mittleren Cylindertheile; der Einfluss der Enden wird in § 28 erörtert werden.

§ 23. Das einfache Schwingungsverfahren eignet sich demnach nur für rohere Messungen. Zur Prüfung der Theorie wurde eine Combination desselben mit der Ablenkungsmethode gewählt, welche sich an die, bei den meisten gepanzerten Apparaten obwaltenden Umstände anschliesst. Das frei schwebende Magnetsystem war gabelförmig; die Zinken waren nur wenige Millimeter voneinander entfernt, sodass der Hauptantheil der eigenen Kraftlinien zwischen ihnen überging.[1]) Ein zweiter grösserer Gabelmagnet, dessen Höhe und Azimuth längs und um die Cylinderaxe justirbar war, befand sich innerhalb des Panzers. Mit dessen Hülfe konnte ein künstliches Richtfeld von beliebigem Azimuth und Intensität erzeugt, und daher stets das ursprüngliche Erdfeld reproducirt werden, trotz der Schirmwirkung und eventueller Eigenpolarität der Panzer. Ein Kriterium für die Gleichheit der Directionskraft mit oder ohne Panzer ergab sich aus den unveränderten Werthen des Azimuths und der Periode; bez. konnte bei einer geringen Aenderung der letzteren eine entsprechende Correction angebracht werden.

1) Wenn eine erheblichere Anzahl Kraftlinien des aufgehängten Systems durch die Panzerwände hin und her schwingt, ergiebt sich eine zu starke Dämpfung und unabhängig davon bei excentrischer Lage eine schwer zu berücksichtigende Aenderung der Periode.

Ein oder zwei Ablenkungsmagnete in erster Hauptlage erzeugten dann Ablenkungen, deren Verhältniss ohne weiteres dem Werthe von g gleichkam; das von ihnen herrührende künstliche „Störungsfeld" betrug nie mehr als 0,05 C.G.S. Einheit, blieb also durchaus im Bereiche constanter Permeabilität (§ 3). Seine Einwirkung superponirte sich der vorhandenen Vertheilung im Panzer, welche durch den Einfluss des Erdfeldes, der Eigenpolarität und einer etwaigen inductiven Einwirkung des Richtmagnets bedingt war.

§ 24. Behufs Bestimmung des äusseren Schutzverhältnisses wurde das lineare Polenpaar des § 17 dadurch mit genügender Annäherung verwirklicht, dass eine Anzahl kleiner Magnete vom Momente $\mathfrak{M}$, in Abständen von 1 cm, quer zur Cylinderaxe befestigt wurden, daher ein sogenanntes „Fischgratsystem" darstellten. Die von einem solchen in einer, gegen seine Länge geringen, Entfernung x bez. y herrührende Intensitätscomponente $\mathfrak{H}_x$ ist, wie leicht gezeigt werden kann

$$\mathfrak{H}_x = \frac{2\mathfrak{M}}{x^2} = \frac{2\mathfrak{M}}{y^2},$$

wobei x senkrecht zur Cylinderaxe und parallel den Quermagneten, y senkrecht zu letzteren abzumessen ist. Dieses Fischgratsystem wurde östlich oder westlich von der beschriebenen magnetometrischen Vorrichtung vertical aufgestellt. Das Verhältniss der durch dasselbe hervorgerufenen Ablenkungen mit oder ohne Panzer ergab jetzt unmittelbar den Werth von f.

der Cylinder. Mittels der Gleichung (I* B) lässt sich der rechnerische Nachweis führen, dass der Einfluss der zwischenlagernden dünnen Luft-, bez. Oxydschichten nur ein sehr geringer sein kann.

Tabelle 3.

Nr.	d	r_m	r	R	$\frac{r}{R}$	q	m	p
1	0,270	2,420	2,285	2,555	0,896	0,803	0,197	1,03
2	0,180	4,170	4,080	4,260	0,959	0,920	0,080	1,22
3	0,225	6,290	6,175	6,400	0,965	0,931	0,069	2,35
—	cm	cm	cm	cm	—	—	—	kg

§ 25. Zuerst wurden die drei Blechcylinder jeder für sich geprüft; eine unabhängige einfache Methode, die mittleren Anfangswerthe der Permeabilität zu bestimmen, war nicht leicht anzuwenden. Die Constante wurde daher zunächst aus dem beobachteten Werthe des Schutzverhältnisses berechnet, indem die Gl. (5*A) des § 11 als richtig angenommen wurde; es ergaben sich für die drei Cylinder die Werthe 199, 160, 177. Die Uebereinstimmung darf als genügend erachtet werden bei einem Material wie Transformatorblech, welches auch bei guter Qualität erhebliche Unterschiede der Dicke und der magnetischen Eigenschaften aufweist. Für die drei möglichen bilamellaren Combinationen wurde sodann g gemessen und mit den nach (II*A) berechneten Werthen verglichen. Anstatt μ^2 wurde das Product der wie oben für die beiden Theilcylinder bestimmten Permeabilitäten in Rechnung gesetzt, was auf die Annahme der geometrisch mittleren Permeabilität hinauskommt. Das Schutzverhältniss wurde schliesslich auch für den aus allen drei Cylindern zusammengesetzten trilamellaren Panzer bestimmt. Tab. 4 giebt eine Uebersicht der gefundenen Resultate.

§ 26. Die Uebereinstimmung der beobachteten und berechneten Werthe von g in der vierten und fünften Columne lässt wenig zu wünschen übrig, wenn man die Natur des Versuchsmaterials berücksichtigt. Die theoretischen Werthe lassen sich ohne weiteres mit den in Columne 3 daneben stehenden Werthen der Producte g_2 g_3 u. s. w. vergleichen; es ergiebt

Tabelle 4.

Nr.		μ berechnet	Product berechnet	g	g beobachtet	t beobachtet	γ beobachtet
unilamellar	1	$\mu_1 = 199$	—	—	10,8	10,9	—
	2	$\mu_2 = 160$	—	—	4,2	4,4	2,8
	3	$\mu_3 = 177$	—	—	4,0	4,2	3,5
bilamellar	(2, 3)	$\sqrt{\mu_2 \mu_3} = 168$	$g_2 g_3 = 16{,}8$	12,1	11,4	13,0	6,3
	(1, 3)	$\sqrt{\mu_1 \mu_3} = 188$	$g_1 g_3 = 43{,}5$	38,4	35,6	—	—
	(1, 2)	$\sqrt{\mu_1 \mu_2} = 179$	$g_1 g_2 = 45{,}0$	32,8	31,2	31,0	—
trilam.	(1, 2, 3)	$\sqrt[3]{\mu_1 \mu_2 \mu_3} = 179$	$g_1 g_2 g_3 = 181$	—	71,2	—	—

sich daraus sofort der Betrag, um den das resultirende Schutzverhältniss noch hinter dem idealen Werthe zurückbleibt, welcher sich aus der einfachen Multiplicirung der Theilwerthe ergeben würde (vgl. § 9). Die sechste Columne enthält die äusseren Schutzverhältnisse t, nach dem Verfahren des § 24 bestimmt. Wie ersichtlich stimmen diese sehr nahe mit den Werthen für das innere Schutzverhältniss überein und liefern daher einen experimentellen Beweis für das in § 18 erörterte allgemeine Theorem.

In der letzten Columne sind einige Messungen des Verhältnisses γ angeführt, welches sich auf den äusseren Schutz gegen die Fernwirkung eines Magnets bezieht, dessen Axe nun aber mit derjenigen des Panzers zusammenfiel und dessen Länge etwa

feste innere Schale ($\mathfrak{g}_1 = 11$) und eine zweite sich ausdehnende ($\mathfrak{g}_2 = 4$) bezog. Zwei besondere Lagen der letzteren (in Fig. 5 mit ⊙ markirt) entsprechen sehr nahe den Cylindern Nr. 2 und 3 der obigen Versuchsreihe.

Controlversuche.

§ 27. Durch eine weitere Reihe von Versuchen wurde festgestellt, dass das Schutzverhältniss eines gegebenen Cylinders im wesentlichen unabhängig ist von der Zeit, von etwaiger Eigenpolarität, vom Azimuth, insbesondere auch von demjenigen der Stelle, wo sich Anfang und Ende des spiralig aufgerollten Bleches befand. Ferner wurde einer der zuerst erwähnten schmiedeeisernen Cylinder gleichmässig bewickelt und konnte so der Einwirkung eines peripherischen Feldes — bis zu mehreren C.G.S.-Einheiten — unterworfen werden. Hierdurch entstand neben der Circularmagnetisirung erhebliche Polarität infolge von Heterogenität, namentlich an der Schweissstelle. Trotzdem und trotz der dem intensiveren Felde entsprechenden höheren Permeabilität blieb das Schutzverhältniss wesentlich unverändert. Hieraus ergiebt sich eine Begründung für die in § 23 vertretene Auffassung, nach welcher die Schirmwirkung gegen schwache Störungen innerhalb gewisser Grenzen nur von der constanten Permeabilität abhängt, welche geringen, sich irgend einem magnetischen Zustande superponirenden Zu- oder Abnahmen des Feldes entspricht.[1]) Dies ist von Interesse im Hinblick auf den Schutz von Galvanometern und anderen Apparaten, bei denen Spulen, Richtmagnete und dergl. schon von vorneherein einen erheblichen magnetischen Einfluss auf den Panzer ausüben können.

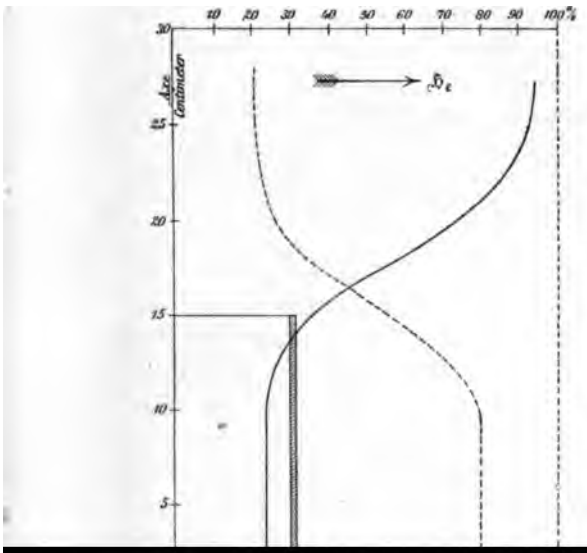
§ 28. Bisher wurden die Cylinder als unendlich lang vorausgesetzt, und dadurch der Einfluss der Enden eliminirt. Behufs näherer Bestimmung desselben wurde das geschützte Feld längs der Axe von mehreren Cylindern bestimmt, und zwar so weit, als die Schirmwirkung überhaupt noch bemerkbar war. Fig. 7. stellt das Ergebniss beim Panzer Nr. 3 dar, von dem ein Viertel im Querschnitt schraffirt angegeben ist;

1) Lord Rayleigh, Phil. Mag. (5) **23.** p. 245. 1887. Wenn der gegebene Ausgangszustand eine Magnetisirung Null aufweist, handelt es sich insbesondere um die „Anfangspermeabilität".

die ausgezogene Curve entspricht dem Werthe (𝔊) des geschützten Feldes in Axenpunkten in Procenten des äusseren Feldes. In der punktirten Curve sind die reciproken Werthe aufgetragen, d. h. sie stellt das Schutzverhältniss g dar. Wie ersichtlich, macht sich der Einfluss der Mündung nach innen zu etwa um eine Strecke von der Ordnung des Halbmessers bemerkbar. Daraus folgt, dass die Schirmwirkung in der Mitte von Cylindern, deren Länge nur das Drei- bis Vierfache des Radius beträgt, von derjenigen bei unendlicher Länge nicht merklich abweicht (§ 3). Für kürzere Cylinder wird die Schirmwirkung geringer, nach Stefan (l. c. p. 621) im Verhältniss von b zu

$$\sqrt{4R^2 + b^2},$$

wo b die Höhe, und die Wurzel die Diagonale eines Meridianschnittes bedeutet.



§ 29. Wie in § 12 erwähnt, lässt sich um-

Die Einzelheiten dieses Verfahrens gehören mehr in das Gebiet der Materialprüfungstechnik. Zu bemerken ist, dass nach neueren Untersuchungen des Hrn. D. K. Morris[1]) die Permeabilität bei ca. 750° (Dunkelrothgluth) unter Umständen Anfangswerthe von der Ordnung 10000 erreicht; es dürfte nicht ganz ausgeschlossen sein, dass man sich in Ausnahmefällen den hierdurch erzielbaren, fast vollkommenen Schutz nutzbar machen könnte.

Anwendungen der Schirmwirkung.

§ 30. Das Princip des Schutzes von Galvanometern und anderen Apparaten durch abwechselnde Eisen- und Luftschichten ist auch für den Physiker eine Frage von praktischer Bedeutung, die hier etwas eingehender discutirt werden möge.

Man dürfte in den meisten Fällen mit einem zweischaligen Panzer einen genügenden Schutz erreichen. Die geometrischen Bedingungen für eine maximale Schirmwirkung, mit oder ohne Berücksichtigung der Gewichtsersparniss, sind für jeden Specialfall der Discussion der §§ 13—15 zu entnehmen. Für die Entscheidung der rein constructiven Frage der Panzergestalt wären somit genügende Anhaltspunkte gegeben; es bleibt die Wahl des geeignetsten Materials zu erörtern übrig.

Im Hinblick auf die erwünschte azimuthale Symmetrie, auf Homogenität und Billigkeit bieten geschweisste Panzer aus Schmiedeeisen zu viele Nachtheile (vgl. § 22). Die vortheilhafteste Combination folgender Eigenschaften — nach Maassgabe ihrer Wichtigkeit geordnet — ist zu erstreben: Hohe Anfangspermeabilität, geringe Retentionsfähigkeit, Homogenität, hoher electrischer Widerstand, geringe magnetische Verzögerung, Billigkeit. Bis auf weiteres ist Transformatorblech, weicher Blumendraht oder eine der vorzüglichen neueren Flusseisensorten („Gussstahl“[2]), möglichst wenig porös zu wählen) je nach der Sachlage vorzuziehen. Es würde zu weit führen, die Vorzüge und Nachtheile jener Materialien eingehender zu erörtern, zumal über manche der gewollten Eigenschaften nur wenig

1) D. K. Morris, Diss. Zürich 1897; Phil. Mag. (5) **44**. p. 213. 1897.

2) Freilich pflegen bei diesem Material die Anfangswerthe der Permeabilität geringer als beim Transformatorblech zu sein.

bekannt ist; hier die nöthigen Daten zu beschaffen, ist Sache der Materialprüfungstechnik.

§ 31. Es handelte sich bisher ausschliesslich um „stationäre Schirmwirkung" gegen constante äussere Felder. Aber thatsächlich variiren Störungen in mehr oder weniger raschem Tempo. Gewisse Erfahrungen mit einem für „stationäre Astasirung" justirten massiven Panzergalvanometer ergaben zuweilen mangelhaften Schutz während einer rasch veränderlichen Störung; das Scalenbild zeigt dann einen geringen, vorübergehenden Ausschlag. Dies kann nur erklärt werden durch magnetische Verzögerung oder Wirbelströme, oder durch beide; daher wurde auf die Eigenschaften sub 4) und 5) in obiger Zusammenstellung einiges Gewicht gelegt. Sofern Wirbelströme in Betracht kommen sollten, ist der Panzer zu untertheilen; dies ist bereits der Fall bei aufgewickeltem Draht, weniger bei aufgerolltem Blech. Theoretisch würde ein Cylinderpanzer am besten wie eine Trommelarmatur aufgestapelt werden, d. h. aus flachen gestanzten Ringen; freilich wäre dies viel kostspieliger als das Aufrollen; bei dem die Kosten kaum in Betracht kommen.

Bei der Differentialastasirung eines in der Axe eines Cylinderpanzers aufgehängten Doppelsystems (§ 2) lässt sich die punktirte Curve der Fig. 7 verwerthen. Wie leicht einzusehen, muss das magnetische Moment jedes Theilsystems proportional dem, für den von ihm eingenommenen Axenpunkte geltenden Werthe von g sein, damit völlige astatische Compensation erreicht werde.[1]) Ich hoffe in Gemeinschaft mit Hrn.

Vierter Theil.

Mechanische Schirmwirkung.

§ 32. Ein Theil eines electromagnetischen Systemes sei in einem gleichförmigen Felde einer ponderomotorischen Kraft ausgesetzt, welche ihm eine translatorische Bewegung in irgend einer Richtung zu ertheilen bestrebt sei. Wird nun auf das Theilsystem in irgend einer Weise eine Schirmwirkung ausgeübt, wobei das Aussenfeld an der von jenem eingenommenen Stelle im Verhältniss $1/g$ geschwächt wird, so verringert sich die Kraft im gleichen Maasse. Der positive Bruchtheil, um den sie vermindert wird, d. h. demnach $1 - 1/g$ der Gesammtkraft, greift dann am Panzer an — wie immer dieser auch gestaltet und angeordnet sein möge — und würde eine Bewegung in gleicher Richtung wie vorhin erzeugen, falls sich dem keine Beschränkung entgegensetzt.

Wird hingegen der Schirm so angeordnet, dass andere Raumtheile geschützt werden, jedoch am Orte des electromagnetischen Theilsystems eine Verstärkung des Feldes eintritt, (z. B. in der § 31 Anm. erwähnten Weise), so ist $g < 1$, und die ponderomotorische Kraft wird vergrössert. Dagegen wird der Restbetrag $1 - 1/g$ nunmehr negativ und wird daher das Bestreben zeigen die Verstärkungsvorrichtung in einer der obigen entgegengesetzten Richtung zu bewegen.

Obige Sätze lassen sich aus dem Energieprincip beweisen, wenn man dieses auf einen geeigneten Cyklus von Operationen anwendet, welche mit dem Theilsystem mit oder ohne Anwendung des Panzers auszuführen sind.[1]) Der auf den Panzer übertragene Bruchtheil der ponderomotorischen Kraft beträgt nach dem Vorigen

$$1 - \frac{1}{g} = \frac{(g-1)}{(g-1)+1}. \tag{20}$$

Für sphärische und cylindrische Panzer lässt sich dieser Ausdruck berechnen, indem einer der früher für $(g - 1)$ ge-

1) Die Einzelheiten dieses einfachen energetischen Beweises glaube ich der Raumersparniss halber übergehen zu können.

gebenen Formeln substituirt wird; falls das Schutzverhältniss g einen erheblicheren Werth aufweist, wird offenbar fast die gesammte Kraft auf den Panzer übertragen. Man kann die fragliche Erscheinung passend als mechanische Schirmwirkung bezeichnen.

§ 33. Behufs qualitativer und quantitativer Prüfung der beschriebenen Wirkung wurde ein ölgedämpfter Aluminiumrahmen an einem 285 cm langen Octofilargehänge befestigt, welches ihm nur einen Freiheitsgrad liess, den einer translatorischen horizontalen Bewegung; an dem Rahmen konnten kleinere leichte Cylinderpanzer vertical befestigt werden. Wenn nun beispielsweise ein Ende eines Rundmagnets axial in den Panzer eingeführt wird, so ist das magnetische Gleichgewicht zunächst ein labiles, indem der Panzer sich seitwärts zu bewegen strebt, bis seine Wandung den Magnet berührt. Dem hilft man ab, indem man das Gehänge belastet, bis die dadurch bedingte Pendelstabilität überwiegt. Die Empfindlichkeit für horizontale Kräfte wird in derselben Weise regulirt; 1 mm Ausschlag entsprach je nach der Belastung 50 bis 200 Dyn. Wird nun ein gleichförmiges Feld parallel der Richtung der Beweglichkeit des Panzers erregt, so folgt dieser sofort in der Richtung des Feldes oder ihr entgegengesetzt, je nachdem das Nordende bez. das Südende des Magnetes von ihm umschlossen wird. Einige Messungen zeigten ungefähre Uebereinstimmung des Werthes der Kraft mit dem, aus der vom Panzer umhüllten Menge freien Magnetismus"

Quelle und Panzer nicht mehr auftreten. Es sei m die magnetische „Stärke" der Quelle, so beträgt zunächst der unbehinderte Zwang zwischen ihr und dem äusseren Feldträger (sei es die Erde, ein Stahlmagnet, eine Spule oder dergleichen) $m \mathfrak{H}_e$.

Im Rahmen der modernen Auffassung des electromagnetischen Feldes scheint mir nun die Annahme, als ob irgend ein Zwang zwischen Quelle und Feldträger durch den Panzer *hindurch* wirken könnte, widersinnig. Es kann bei Anwesenheit

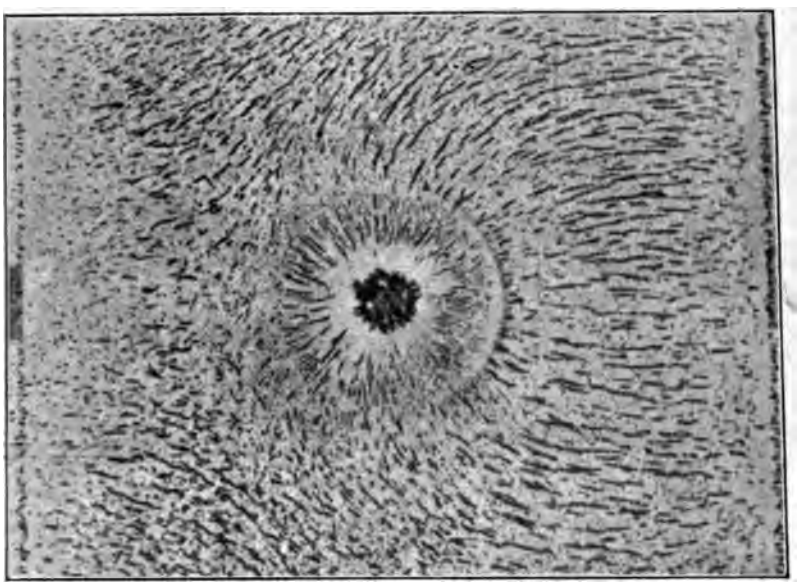


Fig. 8.
Gepanzerter Nordpol im gleichförmigen Felde.
$\longrightarrow \mathfrak{H}_e$

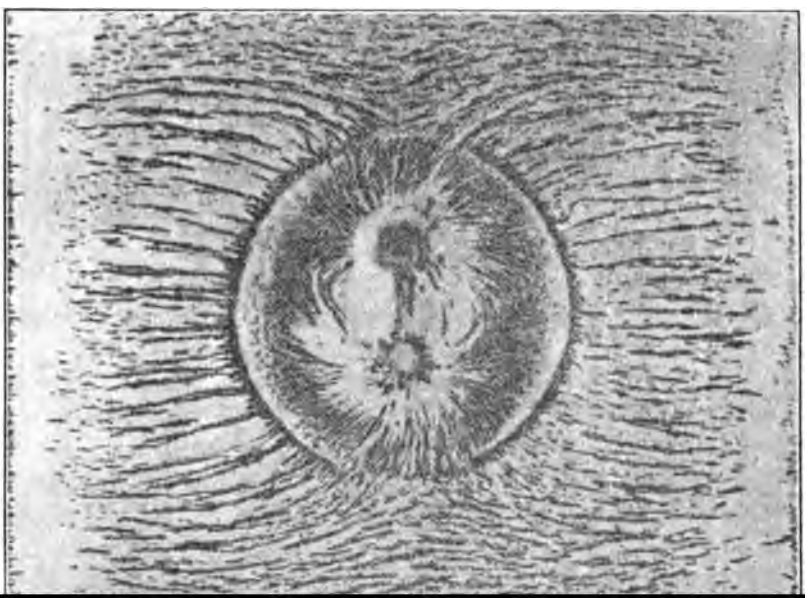
eines solchen nur noch die Rede sein von dem Auftreten des Zwanges $m \mathfrak{H}_e$ zwischen Feldträger und Panzer; ausserdem tritt bei endlicher Schirmwirkung zwischen letzterem und der Centralquelle noch ein geringerer Zwang $= m \mathfrak{H}_e / g$ auf; infolge dessen beträgt die auf den Panzer wirkende resultirende Kraft $m \mathfrak{H}_e (1 - 1/g)$, in Uebereinstimmung mit Gl. (20). In Fig. 8 haben die Längsspannung und der Querdruck der Kraftlinien

---

kannten, wesentlich verschiedenen mechanischen Begriffe (engl. „constraint") dürfte ausgeschlossen sein; vgl. Hertz, Mechanik § 385, Leipzig 1894.

offenbar das Bestreben, den Panzer von links nach rechts zu treiben. Die bekannten Maxwell'schen Ausdrücke für den electromagnetischen Zwang müssen dementsprechend, über die äussere Grenzfläche integrirt, eine einseitige Resultirende $= m \mathfrak{H}_e$ ergeben.

§ 35. Falls das zu schützende System aus Quellen und Senken von gleicher Gesammtstärke besteht (z. B. aus vollständigen Magneten oder geschlossenen Stromkreisen wie in



verbunden, hingegen den Panzer frei um seine Axe drehbar, etwa durch Befestigung an einem torsionslosen Unifilargehänge. Das *resultirende* Drehungsmoment auf den Panzer muss Null sein; er würde sonst in dauernde Drehung gerathen müssen, da die Vertheilung bei einem absolut weichen Cylinder aus Symmetriegründen vom Azimuth unabhängig sein muss.[1]) Es folgt, dass zwischen Feldträger und Panzer ebenfalls ein Drillungszwang vom Werthe $\mathfrak{M}_i \mathfrak{H}_e / g$ herrschen muss, derart dass die an den Panzer von aussen und von innen herantretenden drehenden Gesammtkräfte gleich und entgegengesetzt sind. Fig. 9 giebt hierfür qualitative Belege, obwohl sie freilich weniger leicht interpretirbar ist als Fig. 4, mit der sie am besten verglichen wird.

§ 36. Hieran lässt sich nun ein Beweis für die in § 18 erörterte Gleichheit des inneren Schutzverhältnisses g und des äusseren f knüpfen. Das Aussenfeld rühre wieder von einem symmetrischen, beiderseitig genügend weit entfernten Polenpaare (vgl. Fig. 3, § 16) her, dessen Moment mit $\mathfrak{M}_e$ bezeichnet werde. Die magnetische Intensität, welche am Orte jedes äusseren Poles vom inneren Polenpaare — welches sich nun, wie in Fig. 9, in zweiter Hauptlage dazu befinden soll — ausgeübt wird, sei $\mathfrak{H}_i$. Dann wird auf das äussere Paar entgegen dem Uhrzeigersinn ein Drehungsmoment $\mathfrak{M}_e \mathfrak{H}_i$ ausgeübt — zunächst abgesehen von Schirmwirkung — welches dem Obigen numerisch gleich sein muss. Es ist daher

$$\mathfrak{M}_i \mathfrak{H}_e = \mathfrak{M}_e \mathfrak{H}_i, \tag{21}$$

wie sich durch Einsetzen der leicht zu berechnenden Ausdrücke für $\mathfrak{H}_i$ und $\mathfrak{H}_e$ auch ohne weiteres bestätigen lässt. Wird jetzt der Panzer eingesetzt, so reduciren sich die beiden Drehungsmomente auf

$$\frac{\mathfrak{M}_i \mathfrak{H}_e}{g} \quad \text{und} \quad \frac{\mathfrak{M}_e \mathfrak{H}_i}{f}. \tag{22}$$

1) Bei der Ausführung des entsprechenden Versuches beobachtet man eine geringe Ablenkung des Panzers entgegen dem Sinne derjenigen Drehung, welche das frei bewegliche gedachte Polenpaar ausführen würde. Diese Erscheinung kann nur auf Hysterese des Panzers zurückgeführt werden und ist gleicher Natur wie etwa die Mitdrehung einer Eisenscheibe durch einen rotirenden Magnet.

Diese müssen auch jetzt noch gleich sein; es folgt aus (21)

$$\mathfrak{g} = \mathfrak{k}$$

wie in (16), und ebenfalls unter der Voraussetzung, dass das innere und äussere Medium die gleiche Permeabilität aufweise; denn wäre dies nicht der Fall, so würde der vorliegende Beweis hinfällig. Im übrigen lässt dieser sich nicht nur auf Cylinder- und Kugelpanzer, sondern mutatis mutandis allgemein auf Rotations-Hohlkörper ausdehnen.

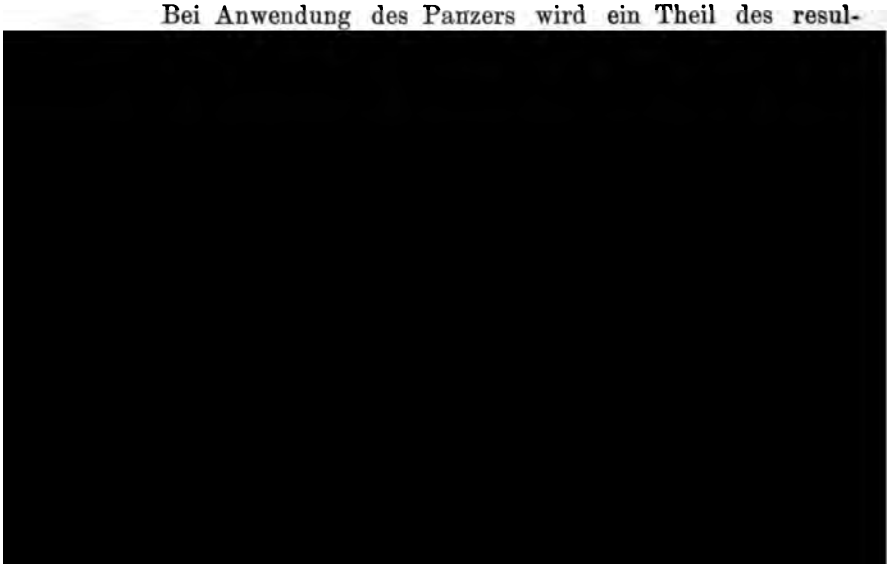
Gepanzerte Stromleiter.

§ 37. Dieses Beispiel mechanischer Schirmwirkung wurde von Stefan im IV. Abschnitte seiner Abhandlung (l. c. p. 636) beiläufig angedeutet. Ich möchte es als Specialfall der vorhergehenden allgemeineren Erscheinung betrachten, und gehe dabei wieder von der neueren Auffassung des electromagnetischen Feldes aus, während Stefan sich (1882) in einem wesentlich potential-theoretischen Vorstellungskreise bewegte.

Eine lange axiale Stromleiterstrecke sei von einem oder mehreren concentrischen Cylinderpanzern umgeben; wie in § 16 ausgeführt wurde, tritt eine äussere Schirmwirkung nicht auf. Es bezeichne I die Stromstärke (in Dekaampère), $\mathfrak{F}$ den electromagnetischen seitlichen Schub, $\mathfrak{f}$ dieselbe Grösse pro Längeneinheit des Leiters. Es wäre alsdann im offenen Felde

$$\mathfrak{f} = I\,\mathfrak{H}_e. \tag{23}$$

Bei Anwendung des Panzers wird ein Theil des resul-



Beschränkt man sich der Einfachheit halber auf erstere, so ergiebt sich aus (24) und (5*A)

$$\mathfrak{f}_p = \frac{(\mu-2)\,n}{4+(\mu-2)\,n}\, I\,\mathfrak{H}_e. \tag{26*}$$

Führt man den mittleren Radius r_m und die Wanddicke d ein, so ist nach der früheren Bezeichnungsweise $2r_m = R + r$ und $d = R - r$; dieses ergiebt

$$\mathfrak{f}_p = \frac{2(\mu-2)\,r_m\,d}{4r_m^2 + 2\mu\,r_m\,d + d^2}. \tag{27*}$$

In vielen Fällen darf im Nenner d^2 vernachlässigt werden und es wird schliesslich

$$\mathfrak{f}_p = \frac{(\mu-2)\frac{d}{r_m}}{2+\mu\frac{d}{r_m}}. \tag{28*}$$

§ 38. Bei langem Stromleiter und Panzer wird der electromagnetische Schub auf eine Strecke L, gleich $\mathfrak{f}_i L$ bez. $\mathfrak{f}_p L$. Betrachtet man dagegen den extremen Fall eines sehr kurzen Panzers bis zum Toroid oder flachen Schutzring herab, so tritt eine theilweise Kraftübertragung immer noch ein, wofern nur eine, noch so geringe Schirmwirkung auf einen Theil des Leiters vorhanden ist (vgl. § 32). Das geschützte Feld ($\mathfrak{H}$) wird in der Ebene des Schutzringes ein Minimum, dagegen das Schutzverhältniss $\mathfrak{g}$ ein Maximum aufweisen; man könnte dies durch Curven, ähnlich denjenigen für ein Cylinderende (Fig. 7) darstellen. Auf jedes Element dz des Leiters beträgt der Schub in Richtung der Y-Axe — wenn das Feld der X-Axe parallel ist — offenbar

$$\mathfrak{f}_i\,dz = I(\mathfrak{H})\,dz = \frac{I\,\mathfrak{H}_e}{\mathfrak{g}}\,dz.$$

Zwischen zwei Querschnitten (z_1, z_2), an denen die Schirmwirkung nur mehr unmerklich ist, erleidet der Leiter daher den Gesammtschub

$$\mathfrak{F}_i = \int_{z_1}^{z_2} \mathfrak{f}_i\,dz = I\,\mathfrak{H}_e \int_{z_1}^{z_2} \frac{1}{\mathfrak{g}}\,dz.$$

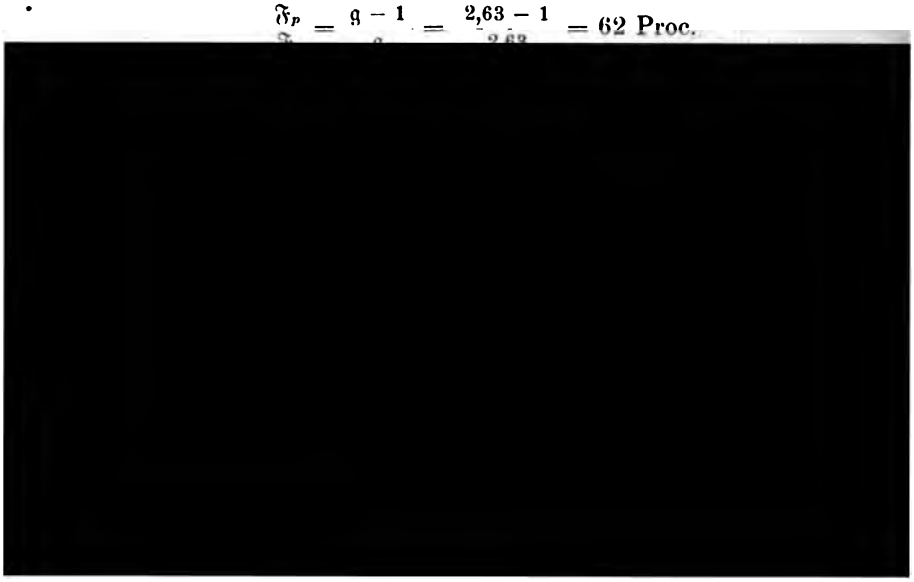
Dagegen beträgt der auf den Schutzring übertragene Schub

$$\mathfrak{F}_p = I\mathfrak{H}_e \int_{z_1}^{z_2} \frac{\mathfrak{g}-1}{\mathfrak{g}}\, dz. \tag{29*}$$

In Fig. 7 entspricht dieses Integral dem Flächenstück zwischen der ausgezogenen Curve und der 100 Proc. entsprechenden punktirten Geraden. Hieraus lässt sich durch graphische Integration ermitteln, dass man, um den Schub auf einen Cylinder von endlicher Länge zu berechnen, dieser beiderseits etwa $^3/_4$ des Halbmessers hinzu zu addiren hat.

§ 39. Es wurden einige Messungen mit dem in § 33 erwähnten Octofilargehänge angestellt, indem ein starker Strom durch einen langen verticalen Leiter floss, welcher stets nahe der Axe des Panzers aufgestellt wurde, um Kräfte infolge von Excentricität zu vermeiden; das labile electromagnetische Gleichgewicht wurde wieder durch genügende Belastung in ein stabiles umgewandelt. Der Cylinder, aus Transformatorblech in einer Lage hergestellt, hatte folgende Dimensionen: Durchmesser 4 cm, Dicke 0,04 cm, Höhe 10 cm, welche nach obigen Bemerkungen als $10 + \frac{3}{4} \times 4 = 13$ cm in Rechnung zu bringen ist. Das Schutzverhältniss für schwache Felder war zu $\mathfrak{g} = 2{,}63$ bestimmt worden; dem entspricht für den Bereich einer constanten Permeabilität $\mu = 176$ folgender Bruchtheil des Schubs

$$\mathfrak{F}_p = \frac{\mathfrak{g}-1}{\mathfrak{g}} = \frac{2{,}63-1}{2{,}63} = 62 \text{ Proc.}$$



Die Zahlenwerthe in Tab. 5 sind das Mittel aus je vier Beobachtungen unter Commutirung der Strom- und Feldrichtung. Wie ersichtlich nimmt ein derart dünner leichter Strompanzer bereits 94 Proc. des Schubs auf. Bei Commutirung eines Stromes von 250 Ampère und passender Empfindlichkeit konnte eine kleine Ablenkung des Panzers beobachtet werden, falls dieser in west-östlicher Richtung Bewegungsfreiheit hatte;

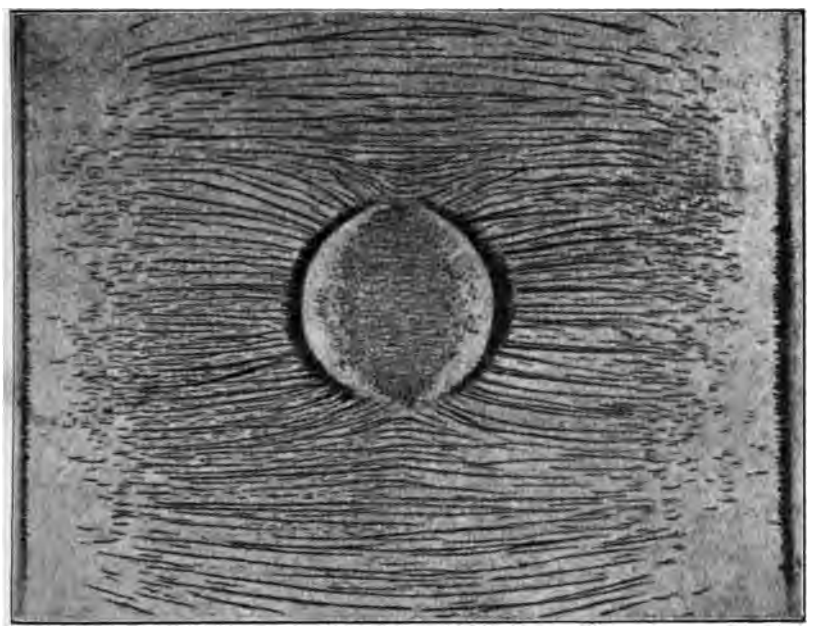
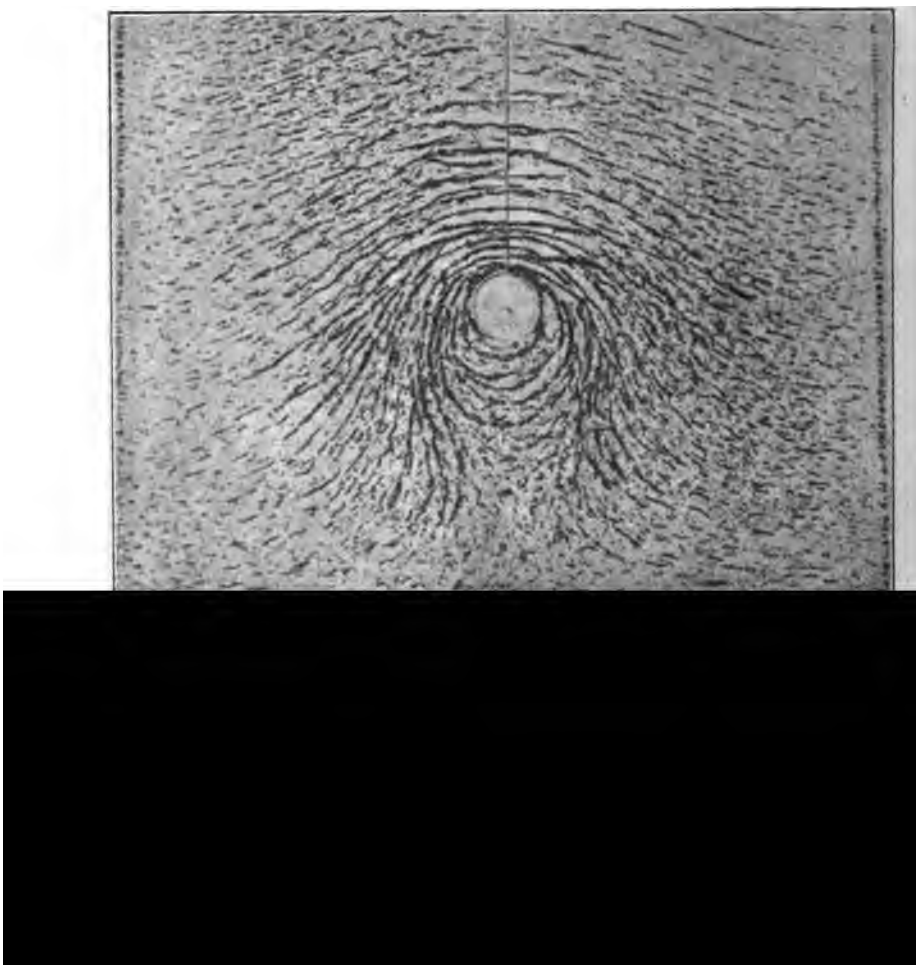


Fig. 10.
Stromloser Cylinderpanzer im Felde.

zur Beobachtung dieser Wirkung des Erdfeldes muss ein Panzer gewählt werden, der möglichst frei von Eigenpolarität ist. Die Richtung des beobachteten Schubs war stets in Uebereinstimmung mit bekannten electromagnetischen Regeln. Die Erscheinung liess sich auch bei toroidalen oder flachen Ringen aus Eisen bez. Stahl beobachten, sobald nur ein Theil des Stromleiters ihrer Schirmwirkung unterlag. Nach den theoretischen Ausführungen des § 32 kommt es auf die Gestalt des schwächenden oder verstärkenden Ferromagneticums überhaupt

nicht an; im allgemeinen wird stets eine gewisse Kraftübertragung stattfinden.

§ 40. Das resultirende Feld eines gepanzerten Stromes im gleichförmigen Aussenfelde lässt sich in zwei Dimensionen entwerfen, indem man eins der Quadrantenbilder der Fig. 6 mit dem circularen Stromfelde in bekannter Weise zusammensetzt. Diese Superposition ergiebt eine unsymmetrische



thut. Bei dem dünnen Panzer ist auch im Innern die Vertheilung noch unsymmetrisch, entsprechend dem noch auftretenden Zwang zwischen Panzer und Strom; bei dickeren Cylindern tritt dagegen im Innern nur das kaum verzerrte Circularfeld hervor. Der genauere Charakter des Bildes hängt wesentlich vom Radius-vector R_n der „neutralen Stelle" ab. Es ist nach dem Biot-Savart'schen Gesetze $R_n = 2\,I/\mathfrak{H}_e$ und es

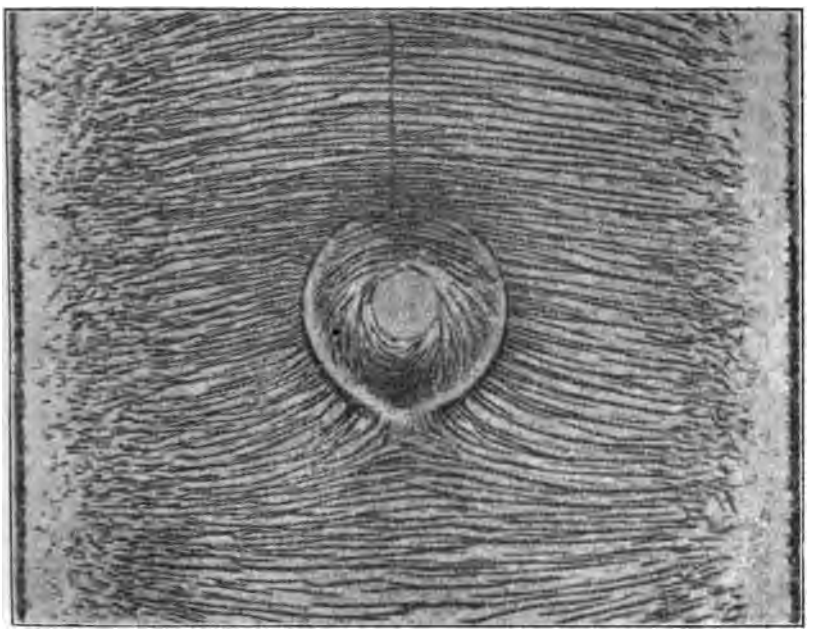


Fig. 12.
Gepanzerter Strom im Felde. Strom (250 Amp.) nach hinten gerichtet.
$\rightarrow \mathfrak{H}_e = 40$ C.G.S.

kommt nun darauf an, ob $R_n > R$, $R_n = R$ oder $R_n < R$, wo R den Aussenradius des Panzers bezeichnet. Eine eingehendere Erörterung aller beobachteten Einzelheiten würde zu weit führen.

§ 41. Falls ein gerader Leiter sich selbst und der Cylinderaxe parallel, senkrecht zum geschützten Felde ($\mathfrak{H}$) mit der Geschwindigkeit $\mathfrak{V}$ fortbewegt wird, so beträgt die inducirte electromotorische Intensität $\mathfrak{E}$ (d. h. die E.M.K. pro Längeneinheit).

(30*) $$\mathfrak{E} = \mathfrak{V}(\mathfrak{H}).$$

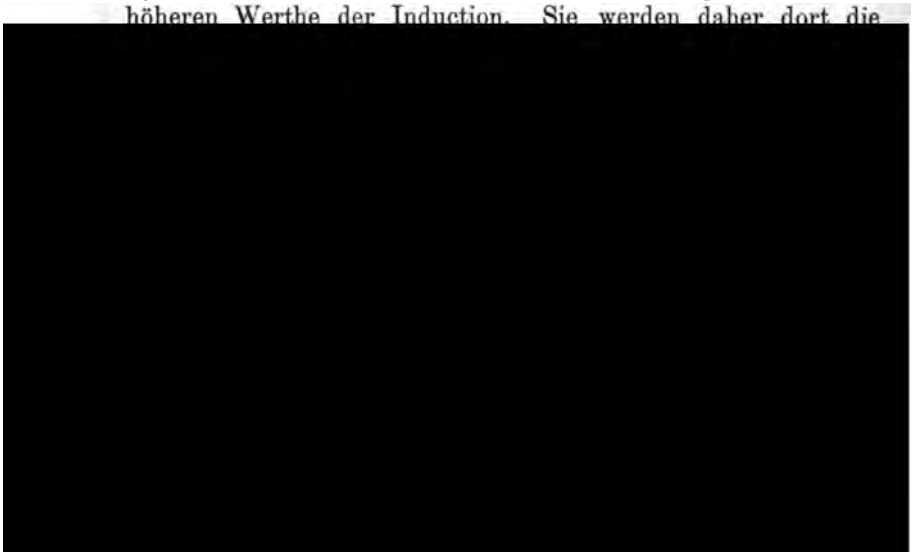
Falls aber der axiale Leiter und der Panzer starr verbunden sind und gemeinsam senkrecht zum Aussenfelde eine translatorische Bewegung ausführen, so wird

$$\mathfrak{E} = \mathfrak{V}\,\mathfrak{H}_e, \tag{31*}$$

obwohl während der Ortsveränderung der Leiter dauernd im schwächeren geschützten Felde verbleibt. Dieses bereits von Stefan (l. c. p. 639) richtig erkannte Verhalten lässt sich, wie mir scheint am übersichtlichsten aus dem Princip der Continuität des Inductionsflusses in jeder Inductionsröhre erklären. Betrachtet man z. B. Fig. 6: dort muss der Querschnitt der Röhren innerhalb des Panzers jenem Grundsatz gemäss umgekehrt proportional der Intensität des geschützten Feldes sein, daher im Verhältniss g gegen ihren Querschnitt im offenen Aussenfelde vergrössert erscheinen. Wenn bei der Bewegung die Vertheilung ungeändert bleiben soll, müssen, wie leicht zu ersehen, die Inductionsröhren die Axe mit einer ihrem Querschnitt proportionalen Geschwindigkeit durchsetzen; nach dem Vorigen wird daher thatsächlich

$$\mathfrak{E} = (g\,\mathfrak{V})(\mathfrak{H}) = \mathfrak{V}\,\mathfrak{H}_e. \tag{32*}$$

Umgekehrt ist der Querschnitt der Röhren in der Wandung des Panzers bez. in einem massiven ferromagnetischen Cylinder geringer als im offenen Felde, entsprechend dem höheren Werthe der Induction. Sie werden daher dort die



Lochanker vieler Dynamos, welche ein interessantes Beispiel zu der hier behandelten Theorie darstellen, zu discutiren und durch geeignete Feilichtbilder zu erläutern.[1])

Berlin, Februar 1898.

1) du Bois, Electrotechn. Ztschr. **18.** p. 502. 1897 und The Electrician **39.** p. 579. 1897. Es knüpfte sich an diese Frage eine eingehende Discussion, an der die Herren Baily, Baumgardt, v. Dolivo-Dobrowolsky, Menges, J. Russell, Searle, Swinburne, E. Wilson und der Verfasser sich betheiligten (Electrotechn. Ztschr. **18.** The Electrician **39.** und **40.**). Eine systematische Bearbeitung der magnetischen Schirmwirkung unter besonderer Berücksichtigung der praktischen Anwendungen und der Materialprüfungstechnik wird im 40. Bande von „the Electrician" erscheinen.

(Eingegangen 2. Februar 1898.)

2. *Susceptibilität des Wassers und wässeriger Lösungen; Notiz von H. du Bois.*

— ——

Von den Herren G. Jäger und St. Meyer sind kürzlich Messungen auf dem genannten Gebiete veröffentlicht worden[1]), betreffs derer ich mir einige Bemerkungen gestatte.

Erstens stellen sie die Susceptibilität des reinen Wassers dar durch die Formel (l. c. p. 622)

$$\varkappa = -0{,}647\,(1 - 0{,}00164\,\vartheta)\,10^{-6}$$

und bemerken (l. c. p. 611): „Hingegen ist es recht auffallend, dass es keinem der genannten Forscher gelungen ist, die doch bei uns deutlich in die Augen springende *Abhängigkeit von der Temperatur* direct nachzuweisen."

Demgegenüber möchte ich auf eine von mir gemachte Angabe hinweisen, welche lautet: „Die Susceptibilität des Wassers — gegen ein indifferentes Gas — ist gleich

$$\varkappa = -0{,}837\,(1 - 0{,}0025\,(\vartheta - 15^0))\,.\,10^{-6}."$$

Der Temperaturcoefficient wurde aus Messungen bei 7,7, 48,7 und 80,2° in einem Felde von 9770 C.G.S.-Einheiten hergeleitet. Ich möchte zwar auf die Genauigkeit des von mir gefundenen Werthes von $^1/_4$ Proc. — wegen der Schwierigkeit eine sich gleich bleibende Benetzung des Steigrohres zu erzielen

die von ihnen beobachtete Zahl ca. 20 Proc. geringer ist, als die von den Herren Quincke und Curie und von mir gefundenen, welche ziemlich gut übereinstimmen.

Dieses Resultat wäre erklärlich, falls ihre Messung der Felder — welche nach einer Dämpfungsmethode (l. c. p. 601) stattfand — um 10 Proc. zu hohe Werthe ergeben haben könnte, was ich nicht zu beurtheilen vermag, da hierüber keine Versuchsprotocolle mitgetheilt sind. Der gedämpfte schwingende Leiter war ein zusammengelöthetes Rechteck (4,26 × 1,40 cm) aus dünnem Kupferdraht; es ist nicht zu ersehen, wie dessen Widerstand bestimmt wurde, bez. ob Controlmessungen in einem Felde ausgeführt wurden, dessen Intensität anderweitig genau bekannt war.

Endlich erhält der zweite Theil der Jäger-Meyer'schen Arbeit ausgedehnte Beobachtungsreihen über die moleculare Susceptibilität wässeriger Lösungen einiger paramagnetischer Salze. Jene Forscher gelangen zu dem wichtigen Schlusse, dass die Atomsusceptibilität des Ni, Co, Fe und Mn die Werthe 4,95, 10,0, 12,5 bez. 15 Millionstel aufweist, mithin sich wie 2:4:5:6 verhält. Die weitere Erforschung dieser Frage erscheint sehr erwünscht.

In diesem Zusammenhang möchte ich auf eine einfache Nullmethode hinweisen, mittels derer sich die moleculare Susceptibilität berechnen lässt, und die auf der Herstellbarkeit *magnetisch inactiver* Lösungen beruht. Ich habe (l. c. p. 154) gezeigt, wie man solche bereiten und die Inactivität mit grosser Schärfe constatiren kann. In einem — gegenwärtig leicht erzeugbaren — Felde von etwa 40000 Einheiten könnte man eine noch vorhandene differentielle Susceptibilität nachweisen, welche ein Hunderttausendstel derjenigen des Wassers nicht überträfe.

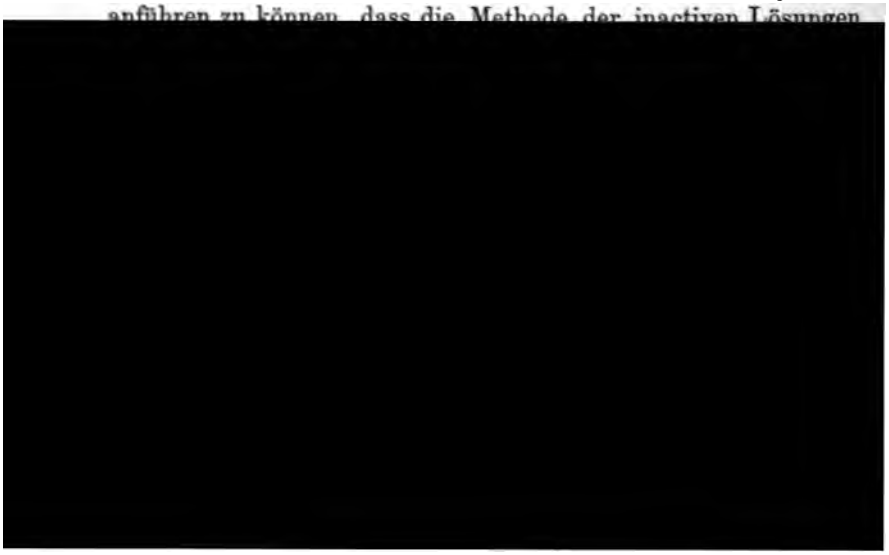
In der ersten Columne der Tabelle sind die Salze angeführt, deren wässerige Lösungen ich seiner Zeit untersuchte; leider habe ich damals eine genauere Bestimmung des Moleculargehaltes unterlassen, und nur die Dichtigkeit der inactiven Lösung ermittelt, die in Columne 2 wiedergegeben ist. Daraus habe ich jetzt die ungefähre moleculare Concentration berechnet, und zwar aus den Landolt-Börnstein'schen Tabellen; für Cerchlorid habe ich einige nachträgliche Bestimmungen der Dichtigkeit ausgeführt.

Tabelle.

Zimmertemperatur. Susceptibilität: H_2O-Leuchtgas = $-0{,}837 + 10 = 6$.

Beob. 1888 gegen Leuchtgas		Gewichtsprocente wasserfreien Salzes in Lösung	Gramm-Molecüle im Liter Lösung	Gramm Wasser im Liter Lösung	Moleculare Susceptibilität des Salzes $\times 10^6$
Salz	Dichtigkeit der inactiven Lösung				
$CeCl_3$	1,0748	11.54 %	0,500	876	+ 1,5
$CuCl_2$	1,0520	5,71	0,448	940	+ 1,8
$NiCl_2$	1,0183	1,86	0,147	981	+ 5,6
$FeCl_3$	1,0066	0,79	0,049	992	+ 17,1
$MnCl_2$	1,0040	0,45	0,036	996	+ 23,4

Die moleculare Susceptibilität des Salzes lässt sich nun in leicht zu übersehender Weise berechnen, indem man annimmt, dass seine magnetische Wirkung derjenigen des in der Lösung vorhandenen Wassers entgegengesetzt gleich ist. Die Resultate sind in der letzten Columne verzeichnet und weisen, der Grössenordnung nach, mit den Jäger-Meyer'schen eine rohe Uebereinstimmung auf. Aus dem oben angeführten Grunde möchte ich auf die Zahlenwerthe selbst nicht viel Gewicht legen, namentlich nicht für Eisen und Mangan, bei denen die Dichtigkeit der sehr verdünnten inactiven Lösungen nur wenig von derjenigen des Wassers verschieden ist. Indessen glaube ich die Tabelle immerhin als einen Beleg dafür anführen zu können, dass die Methode der inactiven Lösungen



3. *Ueber die magnetische Nachwirkung;* *von C. Fromme.*

(Der k. Gesellsch. d. Wissensch. zu Göttingen auszugsweise mitgetheilt am 8. Juli 1897.)

(Hierzu Taf. I Fig. 1—8.)

Im Jahre 1878 habe ich[1]) eine Erscheinung beschrieben, der ich die Bezeichnung „Magnetische Nachwirkung" gab: Wenn man nach einer grösseren magnetisirenden Kraft P öfters eine kleinere p wirken liess, dann zeigte sich das temporäre Moment bei der ersten Einwirkung von p am grössten und nahm mit jeder folgenden ab, bis zur Erreichung eines Minimums. *Während* jeder einzelnen Einwirkung von p beobachtete ich keine merkliche Abnahme des temporären Moments, es war also allein die *wiederholte* Wirkung maassgebend. Mit Variirung der Kraft P änderte sich das Minimum des temporären Moments bei p nicht, wohl aber wuchsen mit P die Anfangswerthe des Moments. Die Erscheinung unterschied sich also doch wesentlich von der *elastischen* Nachwirkung.

In der Folge entdeckten aber Ewing[2]) und Lord Rayleigh[3]) eine magnetische Erscheinung, welche der elastischen Nachwirkung vollkommen entspricht und deshalb den Namen „Magnetische Nachwirkung" besser als die erste verdient. Ewing und Rayleigh bezeichneten sie als „Time-lag" oder als „Magnetic creeping". Sie bestand in einer langsamen Zunahme des magnetischen Moments nach Herstellung eines constanten grösseren Werthes der magnetisirenden Kraft und in einer langsamen Abnahme nach Herstellung eines constanten

1) C. Fromme, Wied. Ann. **4.** p. 76. 1878.

2) J. A. Ewing, Phil. Trans. p. 569. § 2. 1885; Lond. Proc. Roy. Soc. **46.** p. 269. 1890.

3) Rayleigh, Phil. Mag. (5) **23.** p. 225. 1887.

kleineren Werthes. Ich nenne sie im Folgenden „Magnetische Nachwirkung“. Meine Versuche über diese Erscheinung waren im Herbst 1896 zum allergrössten Theil abgeschlossen, es folgten nur noch einige Controlversuche Anfang 1897. Eine vorläufige Mittheilung der Resultate habe ich in den Nachrichten von der Gesellschaft der Wissenschaften in Göttingen (Sitzung vom 3. Juli) gegeben.

Im Septemberheft dieser Annalen erschien sodann eine Arbeit von Hrn. Klemenčič[1]) über denselben Gegenstand, welche schon einige Monate vorher in den Wiener Akademieberichten gedruckt, mir aber nicht zugänglich geworden war. Eine weitere kurze Mittheilung über den Gegenstand hat Hr. Klemenčič im Jubelbande dieser Annalen gemacht. Es wird sich im Folgenden Gelegenheit finden, einige seiner Resultate zu berühren.

1. Material und Methode.

Zu den Versuchen benutzte ich weiche Eisendrähte, sämmtlich der gleichen Drahtrolle entstammend, 15 cm lang und 0,12 cm dick. Gelegentlich wurde auch ein Stahldraht von 0,28 cm Dicke geprüft. Auf die mit diesem erhaltenen Resultate nehme ich aber im Folgenden keinen Bezug, da die Erscheinung der Nachwirkung bei ihm, wenn auch deutlich, doch mit sehr geringer Stärke auftrat. Die Drähte waren ausgeglüht und langsam abgekühlt und, wenn nicht das Gegentheil bemerkt ist, bis zur Einwirkung der magnetisirenden Kraft einem anderen Process, wie z. B. Erschütterungen, nicht unterworfen. Der Strom wurde durch drei Bunsen'sche Elemente geliefert. Der Draht befand sich im homogenen magnetischen Feld einer Spirale in der zweiten Hauptlage zum Magnetometer. Die Stromstärke betrug im Maximum, d. h. wenn kein Rheostatenwiderstand eingeschaltet war, 1,04 Amp., im Minimum — es waren dann 9999 Siem.-Einh. eingeschaltet — 0,00053 Amp.; die magnetisirende Kraft lag infolge dessen zwischen den Grenzen 47 und 0,02. Im Folgenden sind die magnetisirenden Kräfte aber nur durch Angabe des im Strom-

1) J. Klemenčič, Wied. Ann. **62.** p. 68. u. **63.** p. 61. 1897.

kreise liegenden Rheostatenwiderstandes (in Siem.-Einh.) unterschieden, die magnetischen Momente und die Nachwirkungen sind in Scalentheilen ausgedrückt.

Die momentane Wirkung einer Aenderung der magnetisirenden Kraft auf das Magnetometer wurde durch eine Compensationsspirale nahezu aufgehoben. Diese compensirte also nicht nur die Wirkung des Stromes in der Magnetisirungsspirale auf das Magnetometer, sondern auch diejenige des *momentan* — bei einer *Ab*nahme der Kraft — verschwindenden Theils des Magnetismus. Wurde aber die magnetisirende Kraft sehr stark geschwächt, so liess sich eine nahe vollständige Compensation nicht herstellen. Doch führte das Magnetometer dann immerhin nur wenige kleine Schwingungen aus und die Beobachtungen konnten wenigstens nach 5, höchstens 10 Sec. beginnen.

Ich beschränkte die Versuche auf diejenige Nachwirkung, welche nach einer *Schwächung* der magnetisirenden Kraft P auftritt. Ist P auf einen Werth p reducirt worden, welcher grösser als Null ist, so nenne ich die nun zu beobachtende langsame Aenderung des Magnetismus die „Nachwirkung des temporären Momentes"; ist aber $p = 0$, so spreche ich von einer „Nachwirkung des permanenten Moments". Die Zurückführung von P auf p geschah durch Ziehen der Stöpsel des im Stromkreis befindlichen Rheostaten, die Zurückführung auf $p = 0$ gewöhnlich durch Kurzschluss der stromgebenden Elemente und folgende Unterbrechung. Ich theile nun in den §§ 2—6 zuerst solche Versuche mit, bei denen eine Kraft P sofort auf Null reducirt wurde, bei denen also nur die Nachwirkung des *permanenten* Moments zu beobachten war. In den §§ 7—9 werden sodann Versuche beschrieben, in denen P zuerst auf p, und dies nach einiger Zeit auf Null gebracht wurde; hier traten also beide Nachwirkungen auf. Endlich wird in den §§ 9—11 der Einfluss von Zustandsänderungen mechanischer und thermischer Art auf Grösse und Ablauf der Nachwirkung besprochen. Der § 12 fasst die Resultate zusammen und der § 13 versucht sie aus der Moleculartheorie abzuleiten.

2. Einfluss der Dauer der Kraft P.

Nach den Versuchen von Ewing, die sich freilich nur au schwache Kräfte erstreckten, verschwindet derjenige Theil de Magnetismus, welcher nach Steigerung der Kraft von Nul auf P erst allmählich entsteht, nach Reduction von P auf Nul ebenfalls nur allmählich wieder, die entstehende Nachwirkun ist der verschwindenden gleich. Verhielte es sich auch be grösseren Kräften so, dann müsste die Nachwirkung des per manenten Moments desto grösser gefunden werden, je länge die Kraft P bestanden hatte. In den folgenden Versuche wurde die Dauer der (grossen) Kraft ($W = 0$) von 5—70 se variirt und die Nachwirkung des permanenten Moments vo 5 sec nach der Stromunterbrechung an beobachtet.

Tabelle 1.

PM = 647 (einige Minuten nach Stromunterbrechung). Die Abnahm des PM hatte in den vorgesetzten Zeiträumen folgende Werthe.

Zeit nach Strom-unterbrechung	Dauer der Stromschliessung in Secunden					Mittel-werthe
	5	10	20	40	70	
5— 10 sec	1,0	1,0	1,1	1,3	0,9	1,06
10— 15	0,8	0,8	0,9	0,7	0,9	0,82
15— 20	0,4	0,7	0,5	0,8	0,5	0,58
20— 30	0,8	0,8	0,9	0,9	0,9	0,86
30— 40	0,8	0,6	0,8	0,7	0,6	0,70
40— 50	0,4	0,6	0,6	0,6	0,5	0,54

Tabelle 1a.

Zeitraum	Dauer der Stromschliessung in Secunden				
	5	10	20	40	70
5— 60 sec	4,6	4,9	5,2	5,5	4,7
60—120	1,6	1,7	1.5	1,6	1,4
120—180	0,8	0,9	0,9	0,8	0,8
180—240	0,5	0,6	0,6	0,6	0,5

Eine Abhängigkeit der Nachwirkung von der Wirkungsdauer der Kraft wird man hieraus nicht folgern können. Es sind deshalb die fünf Einzelwerthe in der ersten Tabelle je zum Mittel vereinigt.

Die Mittelwerthe der Tab. 1 sind in Curve 1 als Ordinaten eingetragen zu den Zeiten als Abscissen. Die Curve ist von 5—0 sec in freiem Zuge fortgesetzt. Diese Extrapolirung führt auf eine Nachwirkung von mindestens 1,5 in dem Zeitraum 0—5 sec. Darnach würde von 0—240 sec eine Nachwirkung von 9,5, d. h. von 1,5 Proc. des permanenten Moments ablaufen.

3. Einfluss der Geschwindigkeit der Kraftabnahme.

Nach dem Bilde, das ich mir von dem Vorgang der Nachwirkung machte, musste sie kleiner werden, wenn man die Kraft rascher auf Null reducirte. Während also sonst immer zuerst die Elemente kurz geschlossen wurden, ehe man den Strom unterbrach, liess man jetzt die Kraft plötzlich auf Null absinken, indem man sofort die Stromunterbrechung vornahm. Der Draht der Tab. 1 zeigte jetzt folgende Nachwirkungswerthe:

Tabelle 2.

Zeitraum	5— 10 sec	10— 15 sec	15— 20 sec	20— 30 sec	30— 40 sec
Nachwirkung	0,6	0,3	0,4	0,4	0,3
Zeitraum	40— 50 sec	50— 60 sec	60— 80 sec	80—100 sec	100—120 se.
Nachwirkung	0,3	0,2	0,3	0,2	0,5
Zeitraum	120—140 sec	140—160 sec	160—180 sec	180—210 sec	210—260 sec
Nachwirkung	0,3	0,3	0,1	0,2	0,2

Die Summe der Nachwirkung in den ersten 5—60 sec, in der zweiten, dritten und vierten Minute beträgt also: 2,5, 1,0, 0,7, 0,4, die Gesammtnachwirkung in dem Zeitraum von 5 sec bis 4 Min. ist 4,6. Die raschere Reduction der Kraft auf Null hat demnach die Gesammtnachwirkung von 7,9 auf 4,6 herabgedrückt; hiervon fällt der Hauptantheil auf die Zeit von 5—60 sec, in welcher nunmehr eine um 50 Proc. kleinere Nachwirkung beobachtet wurde. Der schliesslich erreichte constante Werth von PM war jetzt, der raschen Kraftabnahme entsprechend, 596 (gegenüber 647 in Tab. 1).

4. Einfluss der Grösse der Kraft.

Es sollte nun festgestellt werden, welchen Einfluss die Grösse der Kraft auf die Nachwirkung des permanenten Moments ausübt. Man liess also zuerst eine kleine Kraft ($W = 100$) auf den ausgeglühten Draht wirken und beobachtete die Abnahme des permanenten Moments von 5 sec nach Stromöffnung an bis zur Erreichung eines merklich constanten Werthes. Dann wurden dieselben Beobachtungen bei successive grösseren Kräften angestellt. Jede Kraft wurde einmal langsam (nach vorhergegangenem Kurzschluss der Elemente), ein anderes Mal rasch (ohne Kurzschluss) auf Null reducirt.

Tabelle 3.

Mit	$W =$	100	50	25	15	10	5	0

fluss, wie schon im vorhergehenden Paragraphen festgestellt wurde, aus.

Es scheint nun die Annahme gerechtfertigt, dass die Grösse der Nachwirkung des permanenten Moments in erster Linie von der Grösse des temporären und erst in zweiter von derjenigen des permanenten Moments abhängt. Da sich bei den Versuchen der Tab. 3 beide Momente gleichzeitig änderten, so wurde nun der Draht zuerst der grössten Kraft ($W = 0$) unterworfen und darauf erst nacheinander der Wirkung der kleineren: $W = 100{,}50$ etc. So blieb das permanente Moment (nahezu) constant, und es liess sich die Abhängigkeit der Nachwirkung von der Grösse des temporären Moments allein bestimmen.

Tabelle 4.

$PM = 665$. Die TM und die Nachwirkung sind bei verschiedener Entfernung des Drahtes vom Magnetometer gemessen.
In den Curven 2 ist die Nachwirkung in ihrer Abhängigkeit von der Grösse des temporären Moments graphisch dargestellt.

W	100	50	25	15	10	5	0
i (Scalentheile)	27	51	94	137	176	266	524
Verschwindendes Moment TM	17	47	125	173	203	244	291
Nachwirkung 5— 60 sec	1,0	1,6	2,9	3,5	3,7	4,0	4,6
Nachwirkung 5—120	1,2	1,7	3,6	4,4	5,2	5,4	6,1
Nachwirkung 5—180	1,4	1 8	3,9	4,7	6,0	6,3	6,9
TM/Nachwirkung (5—180 sec)	12	26	32	37	34	39	42

Die Nachwirkung des permanenten Moments wächst also mit der Grösse des verschwindenden Magnetismus, zuerst langsamer als dieser, später nahe proportional. Doch muss man immer bedenken, dass die Beobachtung erst 5 sec nach Aufhebung der Kraft begann, also ein grosser Theil der Nachwirkung unbeobachtet blieb.

Hr. Klemenčič[1]) hat die beim Uebergang von einer kleineren Kraft (Null) zu einer grösseren bez. bei Commutirung entstehende Nachwirkung (also die des *temporären* Moments) untersucht und diese ebenfalls mit dem temporären

1) J. Klemenčič, l. c.

Moment absolut wachsend, procentisch aber abnehmend gefunden. Doch auch seine Beobachtungen begannen frühestens 2,8 sec nach Stromschluss, umfassen also bei weitem nicht die ganze Nachwirkung.

5. Einfluss einer wiederholten Wirkung der Kraft.

Wenn auf einen ausgeglühten Draht zum ersten Male eine magnetisirende Kraft wirkt, so zeigt bekanntlich weder das permanente noch das verschwindende Moment seinen definitiven Werth; diese werden erst nach oft wiederholter Einwirkung der Kraft erreicht, indem das verschwindende Moment einem kleinsten, das permanente einem grössten Werth zustrebt. Es war zu vermuthen, dass auch die *Nachwirkung* des permanenten Moments bei wiederholter Anwendung der Kraft nicht constant bleiben würde.

Tabelle 5.

Die grösste magnetisirende Kraft ($W = 0$) wirkt auf den Draht bald nach dem Ausglühen. $PM = 717$.

Nachwirkung des permanenten Moments nach 1, 2, n, $n + 1$ maliger Wirkung der Kraft.

Zeit	1	2	n	$n + 1$	Mittel
5— 30 sec	3,5	4,0	3,2	3,5	3,55
30— 60	1,6	1,7	1,6	1,7	1,65

Tabelle 6.

Die kleine Kraft ($W = 100$) wirkt bald nach dem Ausglühen. Die angegebenen Werthe der Nachwirkung sind die Mittel aus mehreren Beobachtungsreihen, vor denen der Draht jedesmal geglüht wurde.
Nachwirkung des permanenten Moments nach 1, 2, n maliger Wirkung der Kraft.

Zeit	1	2	n
5— 10 sec	0,68	0,58	0,48
5— 15	0,90	0,80	0,60
5— 30	1,20	0,97	0,76
5—120	1,40	1,10	0,86

6. Einfluss früherer Kräfte.

Es möge nun der Draht vor der Kraft $p(W = 100)$ schon einer anderen $P(W = 0)$ unterworfen gewesen sein. Die Kraft P hat dann eine gewisse Nachwirkung des permanenten Moments erzeugt und es ist zu vermuthen, dass deren Einfluss, wenn bald nach Entfernung von P die Kraft p hergestellt wird, noch in der Nachwirkung erkennbar sein muss, welche man nach Aufhebung von p beobachtet.

In der That zeigt die folgende Tabelle diesen Einfluss.

Tabelle 7.

Nach einer grossen Kraft ($W = 0$) bleibt der Strom 6 sec bis mehrere Minuten und Stunden geöffnet. Dann wird mit $W = 100$ geschlossen und nach abermaliger Unterbrechung des Stromes die Nachwirkung des permanenten Moments bestimmt.

Zeit zwischen $W=0$ und $W=100$	Nachwirkung von		
	5—60 sec	5—120 sec	5—180 sec
6 sec	4,1	5,1	5,7
6^m bis 3^h	2,9	3,5	3,8

Die nach p beobachtete Nachwirkung des permanenten Moments ist also desto kleiner, je längere Zeit zwischen den Kräften p und P lag. Ist die Zeit zu kurz, so ist die von P erzeugte Nachwirkung noch nicht ganz abgelaufen, und man beobachtet nach Aufhebung von p eine Nachwirkung, welche sich aus denjenigen der Kräfte p und P zusammensetzt. Eine Zwischenzeit von 6 Min. genügte, um das Minimum der Nachwirkung eintreten zu lassen.

Eine weitere Abnahme der Nachwirkung ist aber, selbst wenn die Pause zwischen P und p mehrere Stunden gedauert hat, durch *wiederholte* Einwirkung von p zu erzielen, wie Tab. 8 zeigt.

Tabelle 8.

Wirkungszahl der Kraft p	Nachwirkung des permanenten Moments von		
	5—60 sec	5—120 sec	5—180 sec
1	2,9	3,5	3,8
2	1,8	2,1	2,5
20	1,3	1,6	1,8

Durch häufige Anwendung der Kraft p geht also die Nachwirkung noch auf weniger als die Hälfte herunter. Hier, nachdem der Kraft p eine grössere vorhergegangen ist, hat die wiederholte Wirkung einen noch grösseren Einfluss, als in Tab. 6, wo p unmittelbar auf das Ausglühen folgte. Nun war es denkbar, dass eine längere Pause zwischen den beiden Kräften P und p entbehrlich gemacht würde durch *sofortige häufige* Einwirkung von p. Das erwies sich aber nicht als richtig. Denn als schon 6 sec nach Unterbrechung von P die Kraft p wiederholt, rasch hintereinander zur Wirkung gebracht war, ergaben sich nach bez. 60, 120, 180 sec die Nachwirkungswerthe 2,1, 2,7, 2,9, die nach der vorigen Tabelle noch nicht das erreichbare Minimum darstellen. In diesen Werthen steckt

Nachwirkung verstärken. Bei einem Versuche fand ich das temporäre Moment der Kraft p, wenn sie, einige Minuten nach Aufhebung von P, dreimal wirkte: $TM_1 = 72$, $TM_2 = 68$, $TM_3 = 65$, und die Nachwirkung des permanenten Moments in jedesmal 3 Min. zu bez. 4,3, 2,6, 1,6. Diese nahm also, wie nach dem Obigen auch erklärlich sein würde, stärker als TM ab. Immerhin muss auch hier daran erinnert werden, dass die angeführten Werthe die Nachwirkung von 0—5 sec nicht enthalten.

Verschwindet nun die von P erzeugte Nachwirkung allein durch den Einfluss der Zeit, gleichgültig, ob keine Kraft oder ob eine kleine Kraft p wirkt? Wenn wir also nach Unterbrechung von $P(W = 0)$ sofort p $(W = 100)$ herstellten und dieses 10 Minuten lang bestehen liessen, beobachten wir nun die gleiche Nachwirkung des permanenten Moments, wie wenn wir nach Unterbrechung von P 10 Minuten lang bis zur Herstellung von p gewartet haben? Die Tab. 9 giebt hierauf die Antwort.

Tabelle 9.

Zahl der Schliessungen mit $W=100$	a) Nach $W=0$ sofort $W=100$, nach 10 Min. unterbrochen			b) Nach $W=0$ 10 Min. lang geöffnet, dann $W=100$		
	Nachwirkung von			Nachwirkung von		
	5—60 sec	5—120sec	5—180sec	5—60 sec	5—120sec	5—180sec
1	4,2	5,5	6,0	3,3	4,0	4,3
2	2,5	3,0	3,2	1,9	2,4	2,6
10	1,4	1,7	1,9	1,3	1,6	1,6

Die grösseren Werthe des vorderen Theils der Tabelle beweisen, dass die von P herrührende Nachwirkung nicht abzulaufen vermag, wenn nach Unterbrechung des stärkeren Stromes sofort der schwächere hergestellt wird. Sie bleibt sogar vollständig erhalten, denn die nach 10minutiger Schliessung mit $W = 100$ beobachtete Nachwirkung war nicht kleiner, als wenn die Schliessung nur 1 Minute gedauert hätte. Erst nach 10maliger Wirkung von p war die Nachwirkung auf den Werth herabgegangen, welcher bei einer Pause von 10 Minuten zwischen den Kräften P und p beobachtet wurde. Dass aber

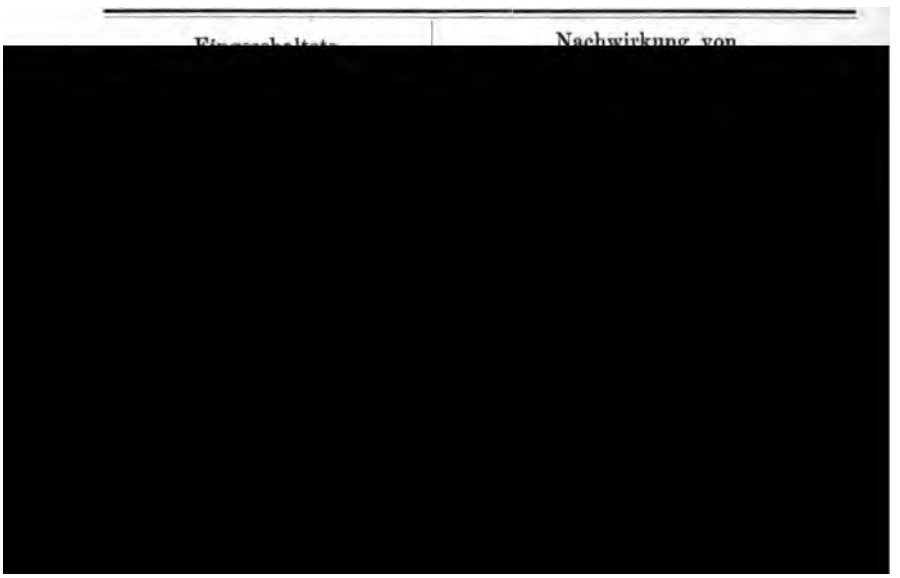
schliesslich eine Gleichheit der Nachwirkungen, wie sie die Tabelle nach 10 maliger Wirkung zeigt, eintreten muss, ist deshalb selbstverständlich, weil ja zwischen den einzelnen Wirkungen der Strom jedesmal einige Zeit geöffnet war, sodass die von P herrührende Nachwirkung auch bei den Beobachtungen a) vollkommen verschwinden konnte.

7. Ueberführung der Kraft P in die Kraft p ohne Zwischenschaltung der Kraft Null.

Die Kraft P wurde nun in den Werth p dadurch übergeführt, dass man, ohne den Strom zu unterbrechen, Stöpsel des eingeschalteten Rheostaten zog. In den folgenden Versuchen war P immer dasselbe ($W = 0$), p wurde variirt. Nachdem p 10 sec bis 10 Min. bestanden hatte, wurde der Strom unterbrochen, und die Nachwirkung des permanenten Moments gemessen.

Tabelle 10.

$PM = 665$. Die in der ersten Verticalreihe stehenden Widerstände bezeichnen die Rheostatenstöpsel, welche in der angegebenen Folge rasch hintereinander gezogen wurden. Die Zeit zählt vom Ziehen des *letzten* Stöpsels an. Da die Dauer von p ohne Einfluss auf die Nachwirkung sich zeigte, so sind die nach verschiedener Dauer erhaltenen Werthe im Folgenden zum Mittel vereinigt.



P auf Null reducirt wird. Geht man von $W = 0$ auf $W = 100$, von da auf $W = \infty$ über, so beobachtet man noch die gleiche Nachwirkung, wie wenn man direct von $W = 0$ auf $W = \infty$ übergegangen wäre. Je mehr man aber die Zwischenkraft verkleinert, desto grösser fällt die Nachwirkung aus.

Zwecks weiterer Erforschung dieser Abhängigkeit der Nachwirkung von der Grösse der Zwischenkraft p machte ich nun den Uebergang von P auf p entweder möglichst continuirlich oder möglichst discontinuirlich, indem ich z. B. entweder die Stöpsel 1, 1, 2, 5, 10, 10, 20, 50 (in Summa $W = 99$) rasch hintereinander oder nur den einen Stöpsel 100 ($W = 100$) zog. Eine continuirliche Schwächung von P in p bezeichnen also in der folgenden Tabelle die eingeschalteten Widerstände 99, 499, 999, 1999, 4999, eine discontinuirliche Schwächung dagegen die Widerstände 100, 500, 1000, 2000, 1000 + 1000, 5000. Die Zwischenkraft p bestand jetzt immer 3 Minuten lang, und es wurde während dieser Zeit die Nachwirkung des temporären Moments beobachtet.

Tabelle 11.

Ein negatives Vorzeichen bedeutet eine *Zu*nahme des Moments.

Zu $W = 0$ geschalteter Widerstand	Nachwirkung des temporären Moments[1]			Nachwirkung des permanenten Moments			Permanentes Moment
	10—60 sec	10—120 sec	10—180 sec	5—60 sec	5—120 sec	5—180 sec	
100	−2,0	−3,1	—	4,2	5,6	6,6	688
99	1,1	1,2	—	4,1	5,4	5,9	691
500	0	0,1	—	5,8	7,7	8,6	684
499	3,1	4,6	—	6,5	8,7	9,8	708
1000	0,1	0,2	—	6,4	8,1	9,0	674
999	3,9	5,4	6,2	7,3	9,7	10,7	712
2000	0,2	0,5	0,7	5,4	7,3	8,2	669
1000+1000	2,2	3,2	4,1	5,9	7,7	9,0	682
1999	4,3	6,1	7,1	7,4	9,8	11,2	715
5000	0,1	0,4	—	3,1	4,6	4,9	660
4999	5,3	7,3	8,2	4,6	6,4	7,5	715

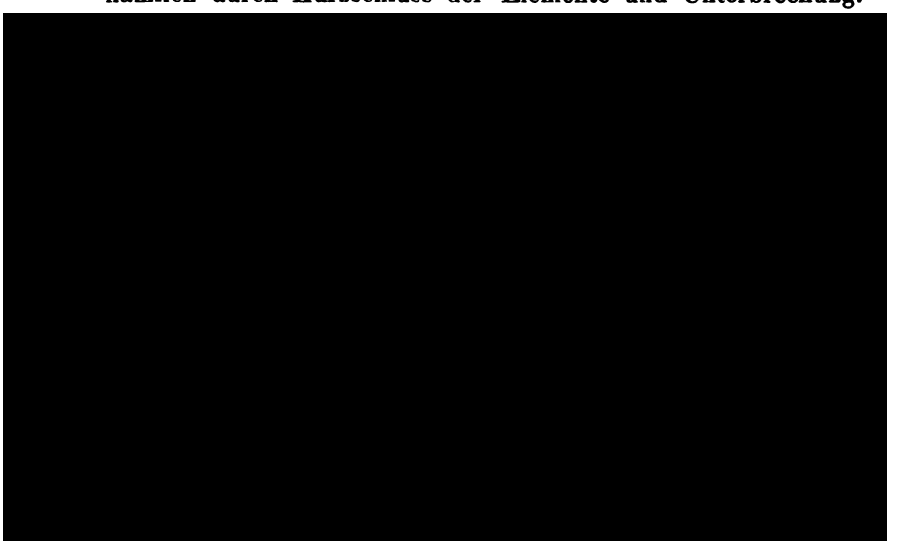
1) Die Zeit ist vom Ziehen des letzten Stöpsels an gezählt.

Tabelle 12.

Die Resultate der Tab. 11 werden in der Richtung grösserer p durch die folgenden ergänzt. $W = 19$ und $W = 49$ bedeuten wieder eine möglichst continuirliche, $W = 20$ und $W = 50$ dagegen eine möglichst discontinuirliche Ueberführung von P in p.

W	Nachwirkung des temporären Moments		
	5—60 sec	5—120 sec	5—180 sec
19	— 1,4	— 3,2	— 4,4
20	— 1,6	— 3,3	— 4,3
49	+ 0,3	— 0,3	— 0,8
50	— 0,8	— 2,7	— 3,8

Die Tab. 11 bestätigt zunächst das Resultat der Tab. 10, dass die Nachwirkung des *permanenten* Moments mit abnehmendem p wächst, sobald p unter eine gewisse Grenze — $W = 100$ fällt noch ausserhalb derselben — sinkt, sie schränkt es aber dahin ein, dass die Nachwirkung ein Maximum erreicht — bei $W = 1999$ bez. 1000 — und bei weiter abnehmendem p wieder kleiner wird. Die Nachwirkung des permanenten Moments ist ferner geringer nach einem discontinuirlichen, als nach einem continuirlichen Uebergang von P auf p.[1]) Nur dann, wenn p verhältnissmässig noch gross war ($W = 100$ und $W = 99$), war die Art des Ueberganges gleichgültig. Die Abnahme der Kraft von p auf Null aber geschah ja immer in derselben Art, nämlich durch Kurzschluss der Elemente und Unterbrechung.



Unterschiede in den beiden Fällen einer continuirlichen oder discontinuirlichen Abnahme der Kraft. War die Abnahme eine discontinuirliche, so erscheint, bei nicht zu grossem p, nur eine sehr geringe, zu vernachlässigende Nachwirkung; ist aber die Abnahme der Kraft continuirlich gewesen, dann ist die Nachwirkung merklich und wächst mit abnehmendem p, also mit zunehmender Differenz $P-p$.

Bei Zuschaltung des Widerstandes 1000 + 1000 erscheint eine Nachwirkung des temporären Moments, welche grösser ist, als die nach 2000, aber kleiner als die nach 1999. Das ist auch verständlich, denn die Reduction der Kraft ist da weniger discontinuirlich als im ersten, und weniger continuirlich als im zweiten Fall.

Ein von dem Verhalten bei kleinen Werthen von p gänzlich abweichendes zeigt die Nachwirkung des temporären Moments bei grösseren p. Hier nimmt nach Reduction der Kraft von P auf p, und zwar vornehmlich nach discontinuirlicher Reduction, das temporäre Moment nicht ab, sondern zu; es folgt wohl auch (bei $W = 49$) der anfänglichen Abnahme eine Zunahme. Eine Inconstanz der Stromstärke war nicht der Grund dieser auf den ersten Blick auffälligen Erscheinung.

Es wurde nun die Kraft P zuerst auf p_1, nach 3 Minuten auf p_2, wieder nach 3 Minuten auf p_3 etc. bis auf einen sehr kleinen Werth p_n reducirt. Bei jeder der Kräfte wurde die Nachwirkung des temporären Moments und nach Reduction von p_n auf Null diejenige des permanenten Moments gemessen. Die Beobachtung begann erst 10 Secunden nach Herstellung der Kraft, weil die Compensation nur für eine der Kräfte hergestellt werden konnte, und deshalb bei den übrigen das Magnetometer nicht früher zur Ruhe kam.

Tabelle 13.

$W=0$ wird hinzugeschaltet	$W=1+1+\ldots+20=49$	$+W=50$	$+W=100$	$+W=100$	$+W=200$	$+W=500$	$+W=1000$	$+W=1000$	$+W=2000$	$+W=5000$	Strom unterbrochen
10— 60 sec	2,3	2,5	2,8	4,9	5,0	5,6	5,6	3,4	2,7	2,1	1,0
10—120	0,7	3,5	3,9	6,7	7,5	7,4	7,7	5,0	4,1	3,2	2,2
10—180	−0,5	5,5	4,4	7,4	8,3	8,6	8,7	6,1	4,9	4,0	2,6

Es tritt also nach jeder Schwächung der Kraft eine Abnahme des temporären Moments ein — ausser bei p_1, wo (vgl. Tab. 12) auf die anfängliche Abnahme schliesslich eine Zunahme folgt. Im ganzen nimmt das temporäre Moment in den 35 Minuten, während deren der Strom geschlossen war, um 57,4 ab. Thatsächlich ist ja die Nachwirkung sehr viel grösser, da die Beobachtung erst nach 10 sec begann. Die Gesammtnachwirkung ist also $57{,}4 + 2{,}6 = 60$, während, wenn alle oben genannten Widerstände rasch hintereinander (im Laufe von 15 sec) eingeschaltet und dann sofort unterbrochen wurde, die Nachwirkung des permanenten Moments von 5—180 s nur 9,2, von 5—360 sec nur 10,8 betrug.

8. Beziehung zwischen der Nachwirkung des temporären und der des permanenten Moments.

Die Tab. 10 hatte das Resultat ergeben, dass die Dauer der reducirten Kraft p ohne Einfluss auf die Grösse der Nachwirkung des permanenten Moments war. Bei dem Versuche, mir auf Grund der Hypothese drehbarer Molecularmagnete ein Bild der Nachwirkungserscheinungen zu entwerfen, kam ich aber doch zu der Ueberzeugung, dass ein solcher Einfluss bestehen müsse, falls nur die Kraft p klein genug wäre, und dass dann zwischen den beiden Nachwirkungen des temporären und des permanenten Moments eine gewisse Wechselbeziehung stattfinden, dass ein mehr oder weniger vollständiger Ablauf der ersteren die letztere schwächen müsse. Eine solche Be-

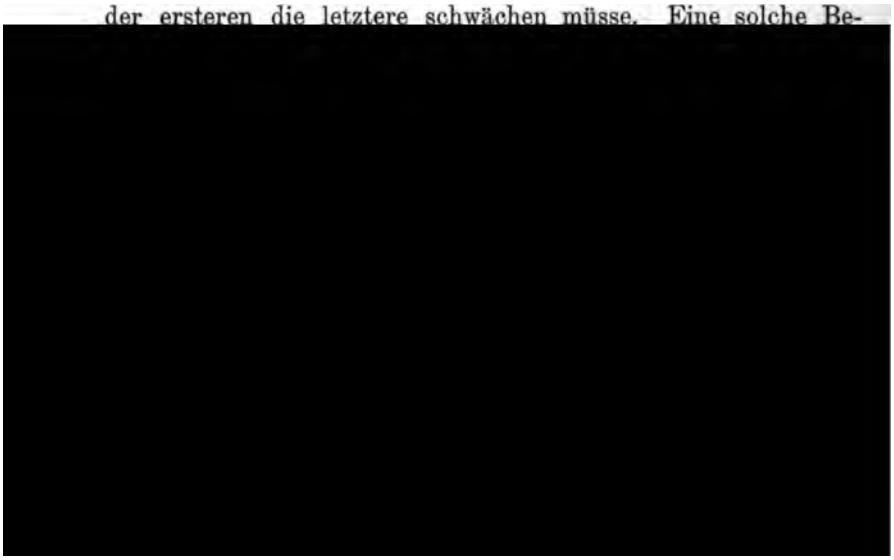


Tabelle 14.

Zu $W=0$ wurde $W=1999$ geschaltet. Die Kraft p blieb entweder nur 10 oder 180 sec. — in welchem Falle die Nachwirkung des temporären Moments beobachtet wurde — bestehen, dann wurde sie auf Null reducirt, und die Nachwirkung des permanenten Moments bestimmt. Die Compensationsspirale stand jetzt so, dass sie in beiden Fällen das zur Zeit der Stromunterbrechung bestehende temporäre Moment genau compensirte, sodass die Beobachtung der Nachwirkung des permanenten Moments sofort beginnen konnte. Die Zahlen der Tabelle sind die Mittel aus mehreren Beobachtungsreihen.

Dauer der Kraft p	Nachwirkung des temporären Moments				
	10—15 sec	10—20 sec	10—60 sec	10—120 sec	10—180 sec
180 sec	1,2	3,3	5,4	7,4	8,6

Dauer der Kraft p	Nachwirkung des permanenten Moments								
	0—5 sec	0—15 sec	0—30 sec	0—60 sec	0—120 sec	0—180 sec	0—240 sec	0—300 sec	0—360 sec
10 sec	4,8	8,5	11,0	13,5	15,8	17,1	17,6	18,3	18,5
180 sec	2,9	6,2	8,6	11,2	13,8	15,3	16,0	16,7	17,0

Bei einem folgenden Versuche brachte ich es, durch Zuschaltung von $W = 9999$, auf 3 herab und beobachtete nun von 10 sec — 360 sec nach Herstellung der sehr kleinen Kraft eine Abnahme desselben um 13. Es betrug also jetzt die *Nachwirkung* des temporären Moments etwas mehr als das 4 fache des temporären Moments selbst, d. h. sie musste zu $^3/_4$ der Nachwirkung des permanenten Moments entnommen sein. Die folgende Versuchsreihe zeigt denn auch, dass die Nachwirkung des permanenten Moments desto kleiner ist, je länger p bestand, je mehr also diejenige des temporären Moments ablaufen konnte.

Die Versuche (Tab. 15) liefern ferner das bemerkenswerthe Resultat, dass die Nachwirkung des permanenten Moments, wenn sie auch mit wachsender Dauer der Kraft p sehr klein wird, doch den Nullwerth offenbar erst mit dem Verschwinden von p selbst erreicht.

Tabelle 15.

Zu $W=0$ wird $W=9999$ geschaltet. Diese sehr kleine Kraft bleibt verschieden lange Zeit bestehen, dann wird sie auf Null reducirt, und die Nachwirkung des permanenten Moments beobachtet.

Dauer der Kraft p	Nachwirkung des permanenten Moments			
	5—60 sec	5—120 sec	5—180 sec	5—360 sec
0 Min.	6,8	9,0	10,2	12,1
6	1,5	2,3	2,8	—
18	0,8	1,4	1,9	—
150	0,7	1,0	1,4	2,1

9. Einfluss einer mechanischen oder thermischen Zustandsänderung.

Bei allen bisher beschriebenen Versuchen war der Draht nach dem Ausglühen einer weiteren Behandlung nicht unterworfen worden. Im Folgenden wird untersucht, welchen Einfluss es auf die Nachwirkung hat, wenn er, bevor man ihn der magnetisirenden Kraft unterwirft, erschüttert, schwach hin und her gebogen oder erwärmt wird. Die Erschütterungen bestanden in öfterem Auffallen des Drahts in horizontaler Lage auf eine Tischplatte, gebogen wurde der Draht zwischen den Fingern und erwärmt wurde er durch mehrmaliges rasches Ziehen durch eine Bunsenflamme. Hierdurch mochte die Tem-

Tabelle 16.

Die grösste Kraft ($W=0$) wurde durch Herstellung des Kurzschlusses und Unterbrechung des Stromes auf Null reducirt, und dann die Nachwirkung des permanenten Moments von 5—120 sec beobachtet. Die Zahlen sind die Mittelwerthe je aus mehreren Beobachtungsreihen. Der erste Versuch wurde mit nur geglühtem Draht gemacht, dann wurde der Draht erschüttert, und wieder der magnetisirenden Kraft unterworfen, darauf wurde er gebogen etc. in der in der Tabelle angegebenen Reihenfolge.

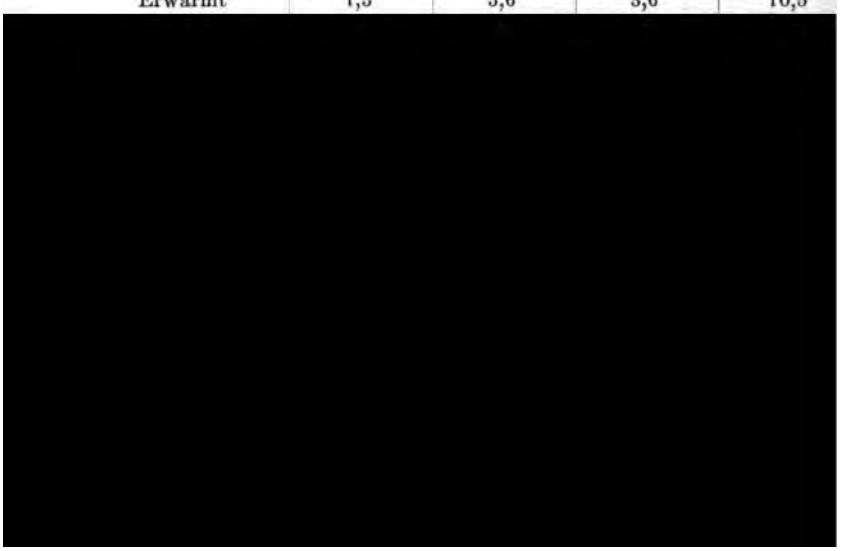
Zustand des Drahtes	Permanentes Moment nach 120 sec	Nachwirkung des permanenten Moments										
		5— 10 sec	10— 15 sec	15— 20 sec	20— 30 sec	30— 40 sec	40— 50 sec	50— 60 sec	60— 80 sec	80—100 sec	100—120 sec	5—120 sec
Geglüht	650	1,06	0,81	0,52	0,85	0,76	0,52	0,50	0,70	0,60	0,39	6,71
Erschüttert	660	1,00	0,65	0,62	0,80	0,65	0,52	0,32	0,75	0,52	0,37	6,20
Gebogen	648	0,65	0,47	0,45	0,57	0,50	0,40	0,25	0,45	0,27	0,60	4,61
Erschüttert	636	0,70	0,55	0,40	0,65	0,55	0,30	0,30	0,45	0,30	0,35	4,55
Erwärmt	738	0,50	0,28	0,16	0,24	0,24	0,16	0,10	0,18	0,04	0,06	1,96
Erschüttert	760	0,45	0,27	0,27	0,17	0,20	0,10	0,07	0,17	0,07	0,03	1,80
Gebogen	703	0,35	0,15	0,20	0,40	0,10	0,10	0,05	0,45	0,00	0,15	1,95

Diese Beobachtungen leiden jedoch an dem Mangel, dass sie erst 5 sec nach Unterbrechung des Stromes begannen. Es war aber doch denkbar, dass in den Fällen, wo — wie nach Biegung oder Erwärmung — die Nachwirkung während 5 bis 120 sec kleiner war, in den ersten 5 sec eine um so grössere Nachwirkung auftrat. Um die Messung der Nachwirkung des permanenten Moments vom Augenblick der Stromunterbrechung an zu ermöglichen, reducirte ich die grosse Kraft $P\,(W=0)$ zunächst auf einen kleinen Werth $p\,(W=1999)$, liess diesen 2 Minuten lang bestehen und unterbrach dann erst. Denn nun konnte ich die Compensationsspirale scharf so einstellen, dass sie der Einwirkung des im Augenblick der Unterbrechung verschwindenden Moments auf das Magnetometer das Gleichgewicht hielt.

Aus den Beobachtungen in Tab. 17 (vgl. die folgende Seite) folgt, dass Erschütterungen auch die *Gesammt*wirkung des permanenten Moments in keinem Zustande beeinflussen, mag der Draht nur geglüht oder nachher noch erwärmt sein. Ebenso ändern sie die Nachwirkung des

Tabelle 17.

Zustand des Drahtes	Nachwirkung des temp. Moments von 10—120 sec	Nachwirkung des permanenten Moments von		
		5—60 sec	5—120 sec	0—120 sec
Geglüht	5,8	5,9	7,9	11,4
	5,2	6,4	8,2	11,5
Erschüttert	5,3	6,1	7,8	10,0
	5,9	6,3	8,2	11,3
Gebogen	4,7	4,9	6,3	7,4
	4,4	4,6	6,0	7,4
Erwärmt	2,4	3,4	4,3	7,3
	2,4	3,2	4,0	7,5
Geglüht	5,1	6,4	8,5	12,0
	5,2	6,3	8,3	12,6
Erwärmt	2,3	3,3	4,1	10,6
	2,0	3,4	4,1	11,6
Erschüttert	2,1	3,4	4,3	11,0
Gebogen	1,5	2,5	3,2	6,7
	1,5	2,1	2,2	5,4
Erwärmt	1,3	2,6	2,8	7,5
Geglüht	5,5	6,8	8,5	10,5
Gebogen	4,4	6,0	7,3	8,0
	4,1	4,9	6,7	8,4
Geglüht	5,5	6,2	8,0	10,7
Erwärmt	1,3	3,6	3,6	10,5



0 und 5 sec gegenüber. Folgt Erwärmung auf Biegung, so läuft also nun in den ersten 5 sec ein grösserer Theil der Nachwirkung des permanenten Moments ab, aber der Gesammtbetrag bleibt ungeändert. Folgt Biegung auf Erwärmung, so werden alle Nachwirkungswerthe und damit auch der Gesammtbetrag kleiner.

10. **Einfluss von Erschütterungen, welche zwischen einer grossen und einer kleinen magnetisirenden Kraft angewandt werden.**

Während bei den Versuchen des vorigen Abschnittes die Erschütterungen immer *vor* Herstellung einer grossen Kraft stattfanden und sich dann auf die Nachwirkung des permanenten Moments ohne Einfluss erwiesen, werden sie im Folgenden *zwischen* einer grossen und einer kleinen Kraft angewandt. Nun beeinflussten sie die Nachwirkung sehr merklich.

Der mit $W = 0$ geschlossene Strom wurde also unterbrochen, dann wurde der Draht erschüttert, und nach Einschaltung von $W = 100$ der Strom wieder geschlossen. Nach einigen Secunden wurde er wieder geöffnet und während 3 Minuten die Nachwirkung des permanenten Moments bestimmt. Es folgte dann sofort die Beobachtung der Nachwirkung nach einer zweiten und endlich auch nach vielen rasch aufeinander folgenden Schliessungen mit $W = 100$.

Tabelle 18.

Zwischen der Aufhebung der grossen Kraft ($W = 0$) und der Herstellung der kleinen ($W = 100$) lag eine Zeit von nur 6 sec. Während derselben wurde der Draht in zweimal zwei parallel laufenden Versuchsreihen erschüttert oder nicht erschüttert.

Zeit	Zustand	Nachwirkung des perm. Moments nach		
		1	2	n
		Schliessungen mit $W = 100$		
5— 60 sec	Nicht	3,2, 3,0	2,0, 1,3	1,3, 1,0
5—120	er-	4,0, 3,4	2,1, 1,6	1,3, 1,1
5—180	schüttert	4,4, 4,0	2,4, 1,8	1,5, —
5— 60	Er-	1,4, 1,5	0,6, 1,0	0,6, 0,7
5—120	schüt-	1,6, 1,7	1,0, 1,2	0,5, 0,7
5—180	tert	1,8, 1,8	1,0, 1,2	0,5, —

Die Erschütterungen waren von geringer Intensität, sie setzten in den beiden Beobachtungsreihen das $PM = 538$ im

Mittel auf 530 herab. Der Erfolg ist eine Verminderung der Nachwirkung etwa auf die Hälfte. Besonders ist noch hervorzuheben, dass es auch nach Vornahme von Erschütterungen noch einer *häufigen* Herstellung der kleinen Kraft bedarf, um das Minimum der Nachwirkung zu erreichen. (Vgl. Tab. 8.)

Tabelle 19.

Mit Ausnahme der längeren Pause (etwa 7 Min.) zwischen der grossen und der kleinen Kraft ist die Anordnung der Versuche wie in Tab. 18. In 4 Beobachtungsreihen wurde die Intensität der Erschütterungen variirt, vor und nach diesen 4 Reihen wurde je eine Reihe von Beobachtungen ohne Erschütterung gemacht. Der Minimumwerth von PM war dann 723. In der Tabelle ist das Mittel der Resultate aus beiden angegeben.

Zeit	Zustand	Nachwirkung des perm. Moments nach		
		1	2	n
		Schliessungen mit $W = 100$		
5— 10 sec	Er-	0,4	0,3	0,3
5— 15	schüttert	0,7	0,6	0,4
5— 30	Verlust	1,3	0,9	0,5
5— 60	des PM	1,7	1,1	0,6
5—120	15	1,9	1,5	0,7
5— 10	Er-	0,4	0,4	0,1
5— 15	schüttert	0,6	0,6	0,2
5— 30	Verlust	0,9	0,8	0,3
5— 60	des PM	1,0	1,0	0,4
5—120	54	1,1	1,0	0,6
5— 10	Er-	0,3	0,2	0,3

Während der 6 sec, welche in Tab. 18 zwischen den Kräften P und p lagen, ist die von P herrührende Nachwirkung nur zum Theil abgelaufen; dadurch kommt in die Resultate eine Unsicherheit. Es wurde deshalb bei weiteren Versuchen (Tab. 19) der Strom zwischen P und p solange geöffnet gehalten, bis das permanente Moment seinen kleinsten Werth erreicht hatte.

Der Vergleich der vier ersten Beobachtungsreihen mit der letzten zeigt, dass durch Erschütterungen vor der kleinen Kraft die Nachwirkung nach allen Impulsen derselben herabgesetzt wird, um so mehr, je intensiver die Erschütterungen (gemessen an dem durch sie hervorgebrachten Verlust des permanenten Moments) waren. Am meisten wird die nach der ersten Schliessung auftretende Nachwirkung verringert, weniger die nach der zweiten und nur noch sehr wenig die nach vielen Schliessungen. Der Einfluss der Erschütterungsintensität erreicht schon früh sein Maximum, stärkere Erschütterungen, als die, welche einen Verlust von 54 herbeiführen, üben keinen stärkeren Einfluss auf die Nachwirkung mehr aus; um das nach n Impulsen erreichbare Minimum zu erhalten, genügt sogar schon eine noch dreimal schwächere Erschütterung. Demnach wird durch Erschütterungen der Eintritt des auch ohne sie erreichbaren Minimums der Nachwirkung beschleunigt, sie wirken also wie eine Wiederholung der Impulse, aber sie erniedrigen auch zugleich das Minimum ein wenig, und hierbei haben sehr schwache Erschütterungen schon den gleichen Erfolg wie starke.

Wenn man die grosse Kraft P *ohne* Unterbrechung des Stromes in die kleine p überführt, üben Erschütterungen, die unmittelbar nach Herstellung von p angewandt werden, einen sehr grossen Einfluss auf die Nachwirkung aus. (Vgl. Tab. 20.)

Die Erschütterungen verkleinern also beide Nachwirkungen, besonders diejenige des temporären Moments; auch hier wächst die Abnahme der Nachwirkung mit der Intensität der Erschütterung, aber schon bei einer sehr geringen — einem Verlust des permanenten Moments von 0,6 Proc. entsprechend — ist die Abnahme gross. Nach einer stärkeren Erschütterung laufen beide Nachwirkungen schon in je einer Minute vollständig ab und sind von fast zu vernachlässigendem Betrag.

Tabelle 20.

Die Kraft p entstand aus $P(W=0)$ durch rasche Zuschaltung von $W=4999$ $(1+1+2+5+\ldots+1000+2000)$. Sofort nach Ziehen des letzten Stöpsels wurde der in der Magnetisirungsspirale verbleibende Draht erschüttert, und 10 sec nach Herstellung von p mit der Beobachtung der Nachwirkung des temporären Moments begonnen. Nach 8 Min. wurde der Strom unterbrochen, und die Nachwirkung des permanenten Moments während 3 Min. beobachtet.

Zustand des Drahtes	Nachwirkung des temporären Moments			Nachwirkung des permanenten Moments			Endwerth des perm. Moments
	10—60 sec	10—120 sec	10—180 sec	5—60 sec	5—120 sec	5—180 sec	
Nicht erschüttert	5,6	7,8	8,6	4,5	5,5	6,2	674
Schwach erschüttert	1,8	2,0	2,0	2,7	3,7	4,3	670
Stärker erschüttert	0,5	0,5	0,5	0,2	0,2	0,2	629

11. Einfluss der während des Ablaufes der Nachwirkung herrschenden Drahttemperatur.

Bei allen bisherigen Versuchen hatte der Draht während des Ablaufes der Nachwirkung Zimmertemperatur, auch dann, wenn er vorher einer Erwärmung (§ 9) ausgesetzt worden war. Jetzt wurde das Ablaufen der Nachwirkung bei verschiedenen, zwischen -14^0 und $+80^0$ liegenden Temperaturen untersucht. Zu dem Zweck wurde der Draht in ein Glasrohr gebracht

Weise, denn die zwischengeschalteten Beobachtungen bei Zimmertemperatur geben alle das gleiche Resultat.

Tabelle 21.

Constanter Werth des permanenten Moments 717.

Anfangstemperatur		8°	−10°	−4°	18°	−14°	17°	75°	45°	80°	17°
Nachwirkung d. temp. Mom.	5— 10 sec	1,3	—	0,1	1,5	—	1,2	0,4	2,3	—	1,4
	5— 30	4,3	—	0,6	4,4	—	3,7	0,4	4,7	—	4,2
	5— 60	6,3	—	1,1	6,4	—	5,7	0,6	5,5	—	6,1
	5—120	8,3	—	3,0	8,1	—	7,3	0,6	5,2	—	7,6
	5—180	9,5	—	3,7	9,0	—	8,0	0,6	5,2	—	8,5
Nachwirkung des perm. Mom.	0— 5 sec	2,4	3,2	4,3	2,8	6,5	2,5	11,3	6,8	11,9	1,7
	0— 15	5,5	3,9	6,0	5,9	6,9	5,8	12,3	9,9	12,9	4,7
	0— 30	7,9	4,5	7,6	8,2	6,7	8,0	12,7	12,0	13,0	7,1
	0— 60	10,6	5,2	9,9	10,6	7,8	10,4	12,3	13,0	13,0	9,2
	0—120	13,6	—	12,5	12,7	8,8	12,9	12,3	13,5	12,6	11,5
	0—180	15,0	—	14,3	13,6	—	13,9	—	—	—	12,7
Endtemperatur		18°	−4°	7°	18°	−4°	17°	52°	34°	56°	17°

Die Nachwirkung des temporären Moments — von 5 sec nach Schwächung der Kraft an — nimmt ab, wenn die Drahttemperatur über die Zimmertemperatur hinaus gesteigert wird, sie nimmt aber auffälligerweise auch ab, wenn man auf tiefere Temperaturen übergeht. Sie ist gleich Null bei + 80° sowohl als bei − 10° und − 14°, das temporäre Moment ist also bei diesen Temperaturen entweder sofort constant oder es nimmt nur in den ersten 5 sec ab.

Die Nachwirkung des permanenten Moments, die vom Augenblick der Stromunterbrechung an beobachtet wurde, wird dagegen in verschiedener Weise von zunehmender und abnehmender Temperatur beeinflusst. Mit zunehmender tritt keine Aenderung in der Grösse der Nachwirkung ein, wohl aber läuft sie rascher ab, bei 75° bis 80° vollständig schon in den ersten 15 sec. Bei unter 0° sinkender Temperatur dagegen läuft die Nachwirkung zwar ebenfalls rascher ab, aber ihr Betrag ist nun auch geringer.

Die in Tab. 21 mitgetheilten Beobachtungen wurden wiederholt, nachdem der Draht vorübergehend einer stärkeren Erwärmung mittels Durchziehen durch die Bunsenflamme ausgesetzt war.

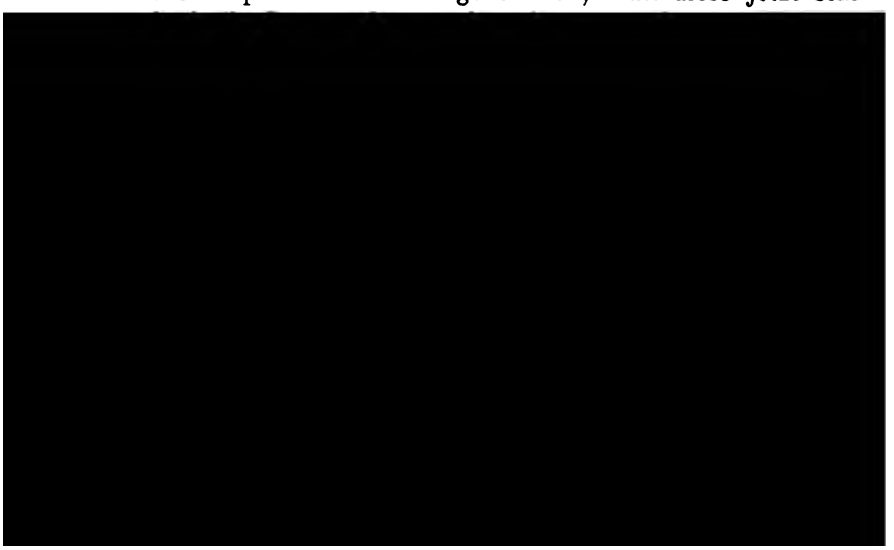
Tabelle 22.

Constanter Werth des permanenten Moments ist jetzt 815.

Anfangstemperatur		17°	−10°	17°	78°	19°	−10°
Nachwirkung des temp. Mom.	5— 10 sec	0,4	—	0,2	—	0,3	0,1
	5— 30	1,0	—	0,6	—	1,0	—
	5— 60	1,2	—	0,8	—	1,1	0,5
	5—120	—	—	1,2	—	1,0	—
Nachwirkung des perm. Mom. in sec	0— 5 sec	10,4	8,0	10,0	10,0	11,2	7,8
	0— 15	11,4	8,3	11,2	10,3	12,5	8,6
	0— 30	11,9	—	12,0	10,2	12,7	9,5
	0— 60	12,4	7,0	13,0	10,0	13,4	10,8
	0—120	12,6	7,1	13,6	—	13,7	—
Endtemperatur		17°	−8°	17°	56°	19°	−6°

Diese Beobachtungen ergänzen die des § 9. Sie zeigen zuerst, dass nach vorhergegangener stärkerer Erwärmung die Nachwirkung des temporären Moments — von 5 sec an — bei hohen und tiefen Temperaturen immer noch Null, aber nun auch bei Zimmertemperatur sehr klein geworden ist. Sie ist also nun bei *allen* Temperaturen entweder sehr klein oder läuft wenigstens schon in den ersten 5 sec fast völlig ab.

Letzteres trifft nun in der That bei der Nachwirkung des permanenten Moments zu. Bei allen Temperaturen, die Zimmertemperatur nicht ausgenommen, läuft diese jetzt sehr



c) Sie wächst absolut mit der Grösse des verschwindenden Moments, aber langsamer als dieses. Doch begann die Beobachtung der Nachwirkung erst 5 sec nach Reduction der Kraft auf Null.

d) Folgt eine grosse magnetisirende Kraft direct auf das Ausglühen des Drahts, so bleibt die Nachwirkung des permanenten Moments constant, so oft auch die Kraft hintereinander zur Anwendung gelangt; sie nimmt aber ab, wenn die Kraft klein ist.

e) Wird die Kraft P durch die Null hindurch in p übergeführt, so beobachtet man nach p eine um so kleinere Nachwirkung, je längere Zeit die Kraft Null bestanden hat, und je öfter p angewandt wird. Durch häufige Impulse von p ist eine längere Dauer der Kraft Null nicht ersetzbar.

f) Geht man von P auf p direct über, doch ohne Zwischenschaltung der Kraft Null, so hängt nach weiterer Reduction von p auf Null die Nachwirkung des permanenten Moments von der Grösse von p und von der Geschwindigkeit, mit welcher P in p übergeführt wurde, ab. Dasselbe gilt auch von der Nachwirkung des temporären Moments, welche während des Bestehens von p beobachtet wird. Nach rascher Reduction von P in p ist das Vorzeichen dieser Nachwirkung bei nicht zu kleinem p entgegengesetzt demjenigen nach langsamer Reduction, d. h. es tritt eine *Zu*nahme des temporären Moments auf.

g) Wenn man bei der Reduction von P auf Null jede Zwischenkraft einige Zeit bestehen lässt, so beobachtet man insgesammt eine viel grössere Nachwirkung (des temporären und des permanetenn Moments), als bei sofortigem Uebergang auf Null die Nachwirkung des permanenten Moments beträgt.

h) Die nach Ueberführung von P in ein sehr kleines p, dann von p in Null auftretende Nachwirkung des permanenten Moments nimmt ab mit zunehmender Dauer von p, d. h. mit vollständigerem Ablauf der Nachwirkung des temporären Moments.

i) Stärkere Erwärmung des Drahts (und nachfolgende Abkühlung auf Zimmertemperatur) schwächt die nach Reduction von P auf p eintretende Nachwirkung des temporären Moments, und sie beschleunigt den Ablauf derjenigen des

permanenten Moments, lässt aber ihren Gesammtbetrag von 0 sec an ungeändert.

k) Biegung hat im allgemeinen den gleichen Erfolg wie Erwärmung, nur verringert sie auch die *Gesammt*wirkung des permanenten Moments.

l) Erschütterungen, *vor* einer grossen Kraft P ausgeübt, beeinflussen die Nachwirkung des permanenten Moments nicht; zwischen einer grossen P und einer kleinen p (während der Kraft Null) angewandt, wirken sie vermindernd auf die Nachwirkung des permanenten Moments bei allen Impulsen von p ein; bei directer Ueberführung von P in p (ohne Durchgang durch die Kraft Null) sofort nach Erreichung von p angewandt. verringern sie sowohl die Nachwirkung des temporären als auch — nach weiterer Reduction von p auf Null — die des permanenten Moments.

m) Mässige Erhöhung oder Erniedrigung der Drahttemperatur beeinflussen vorübergehend, d. h. solange als die Temperaturänderung dauert, beide Nachwirkungen: sie vermindern die Nachwirkung des temporären Moments und sie beschleunigen den Ablauf derjenigen des permanenten Moments. Eine Aenderung in der Gesammtgrösse der letzteren Nachwirkung wird durch Erhöhung der Temperatur nicht, wohl aber durch Erniedrigung derselben vollzogen.

13. Die magnetische Nachwirkung vom Standpunkt der Moleculartheorie.

augenblicklich ein, weil der Umformung jeder einzelnen Gruppe eine Wechselwirkung der verschiedenen Gruppen parallel geht. Daher verursachen Aenderungen in irgend einer Gruppe während längerer Zeit Aenderungen in jeder der Nachbargruppen, d. h. das magnetische Moment ändert sich noch *nach* Herstellung eines constanten Werths P_n der Kraft, es tritt Nachwirkung ein. Gewöhnlich wird ihre Richtung mit derjenigen der Wirkung, d. h. also auch der Kraftänderung zusammenfallen, die Nachwirkung addirt sich dann zu der Wirkung, das Nachwirkungsmoment zu der momentan erfolgenden Aenderung des magnetischen Moments. Die Grösse der Nachwirkung aber wird natürlich mit der Grösse der Wirkung selbst zunehmen.

Je schneller nun die anfängliche Kraft P_1 in die neue P_n übergeführt wird, je schneller also die Zwischenwerthe P_1 P_2... durchlaufen werden, in desto schnellere Bewegung gerathen die Molecularmagnete. Hierdurch aber ist das Erreichen der stabilsten Lagen erleichtert, die Nachwirkung fällt also kleiner aus, resp. drängt sich auf kürzere Zeit zusammen. Bei *grossem* Unterschied von P_1 und P_n und raschem Uebergang — z. B. wenn man von der Kraft 0 momentan auf einen grossen Werth P übergeht, — d. h. bei grosser Drehungsgeschwindigkeit der Molecularmagnete wird deshalb die Nachwirkung in wenigen Secunden ablaufen. Damit würde aber das Resultat des § 2 verständlich werden.

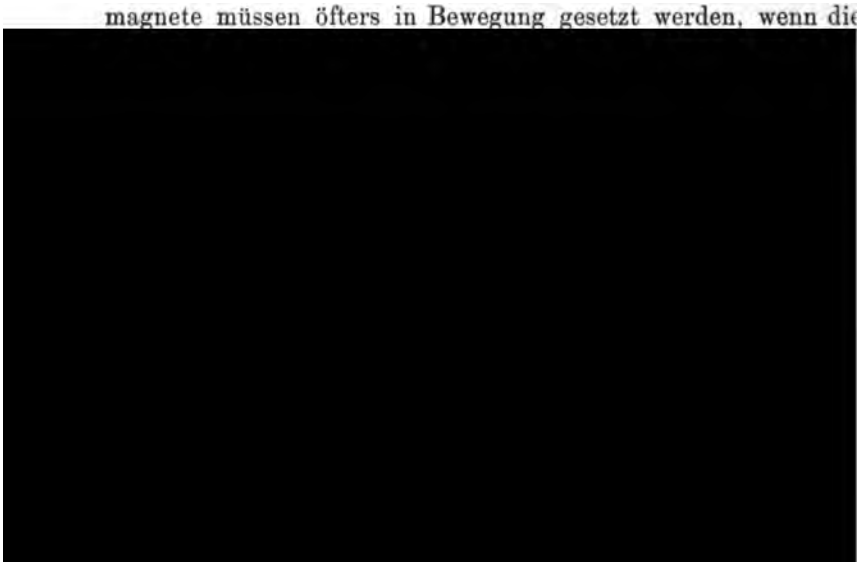
Bei sehr raschem Uebergang von P_1 in P_n, z. B. wenn eine *grosse* Kraft P sehr rasch in eine *kleinere* p übergeführt wird, können aber auch die Molecularmagnete ihre stabilsten Stellungen momentan überschreiten, dann muss also eine Nachwirkung von einer der Wirkung entgegengesetzten Richtung eintreten, wie sie im § 7 beobachtet wurde. Wird der Uebergang von der grösseren auf die kleinere Kraft theils sehr rasch theils langsam ausgeführt, so werden also die beobachteten Nachwirkungswerthe um so grösser sein, je mehr die sprungweise Aenderung der Kraft gegenüber der continuirlichen zurücktritt Desshalb wächst im § 7 die Nachwirkung des permanenten Moments mit abnehmender Kraft p, in welche P continuirlich übergeführt war, weil dadurch der folgende Sprung von p auf 0 kleiner wird. Nimmt man jedoch p *sehr*

klein und lässt es einige Minuten bestehen, ehe der Uebergang auf die Kraft Null gemacht wird, so werden die Molecularmagnete schon *während p* die für die Kraft Null stabilsten Lagen nahe erreichen, und infolge dessen wird die nach Aufhebung von p zu beobachtende Nachwirkung des permanenten Moments um so kleiner ausfallen, je länger p bestanden hat.

Geht man in kleinen Intervallen von P auf 0 über und lässt jede der Zwischenkräfte p_1 p_2 .... einige Minuten bestehen, so muss die Summe aller bei p_1 p_2 .... 0 zu beobachtenden Nachwirkungen viel grösser sein, als die Nachwirkung des permanenten Moments, welche man nach rascher Durchlaufung aller p erhält.

Denn im letzteren Fall wird die nachwirkende Bewegung der Molecularmagnete z. B. bei p_1 in ihrem Ablauf beschleunigt durch den Bewegungsantrieb, welchen sie beim Uebergang von p_1 auf p_2 erhalten.

Die Erreichung stabilster Lagen wird den Molecularmagneten durch rasche Bewegung erleichtert; darum ist, wenn man den nur ausgeglühten Draht einer *grossen* Kraft unterwirft und diese dann auf Null (ohne Zwischenkräfte) reducirt die Nachwirkung des permanenten Moments die gleiche, wie oft hintereinander man auch die Kraft anwenden mag. Bei einer kleinen Kraft dagegen, d. h. bei geringer Bewegungsgeschwindigkeit der Molecularmagnete, nimmt die Nachwirkung noch mit wachsender Zahl ihrer Impulse ab, die Molecularmagnete müssen öfters in Bewegung gesetzt werden, wenn die



das nicht zu kleine p hergestellt wird. Erst mit Aufhebung von p vollendet sie sich, und dadurch erscheint die nun zu beobachtende Nachwirkung zu gross. Etwas unverständlich bleibt nur, weshalb, wenn doch einmal die Nachwirkung lediglich als Folge der magnetischen Wechselwirkung der Molecularmagnete aufgefasst wird, eine häufige Anwendung von p die längere Pause zwischen P und p bei der Erreichung der Nachwirkungsminimums nicht zu ersetzen vermochte.

Eine höhere Temperatur des Körpers vermehrt die Molecularbewegung und wird desshalb die nachwirkende Bewegung der Molecularmagnete zu rascherem Ablauf bringen, resp. sie überhaupt vermindern. Die bei Erniedrigung der Temperatur gemachten Beobachtungen wird man vermuthlich geradezu als eine Abnahme der Nachwirkung des temporären wie des permanenten Moments auffassen und diese so deuten müssen, dass die stärkeren Molecularkräfte die nachwirkende Bewegung bald zum Stillstand bringen.

Stäkerer Erwärmung *vor* der Magnetisirung (und nach dem Ausglühen) beseitigt gewisse in dem Körper noch zurückgebliebene Spannungen, und befördert infolge dessen die Erreichung stabilster Lagen, lässt also die Nachwirkung rascher ablaufen. In der gleichen Weise wirkt ein schwaches Hin- und Herbiegen des Drahts vor Wirkung der magnetisirenden Kraft.

Nach unserer Auffassung der Nachwirkung ist es selbstverständlich, dass sie durch Erschütterungen beeinflusst wird; nicht zwar, wenn dieselben *vor* einer *grossen* Kraft angewandt wurden, denn die Erschütterungen erzeugen nur eine Aenderung des *magnetisch*-molecularen Zustands[1]), welche durch die folgende grosse Kraft wieder verwischt wird. Dagegen müssen sie *nach* einer grossen Kraft angewandt, die Erreichung stabilster Lagen der Molecularmagnete befördern, und daher muss die Nachwirkung bei einer folgenden kleineren Kraft kleiner ausfallen.

Giesen, em 12. Febr. 1898.

---

1) C. Fromme, Wied. Ann. **61**. p. 55. 1897.

(Eingegangen 13. Februar 1898.)

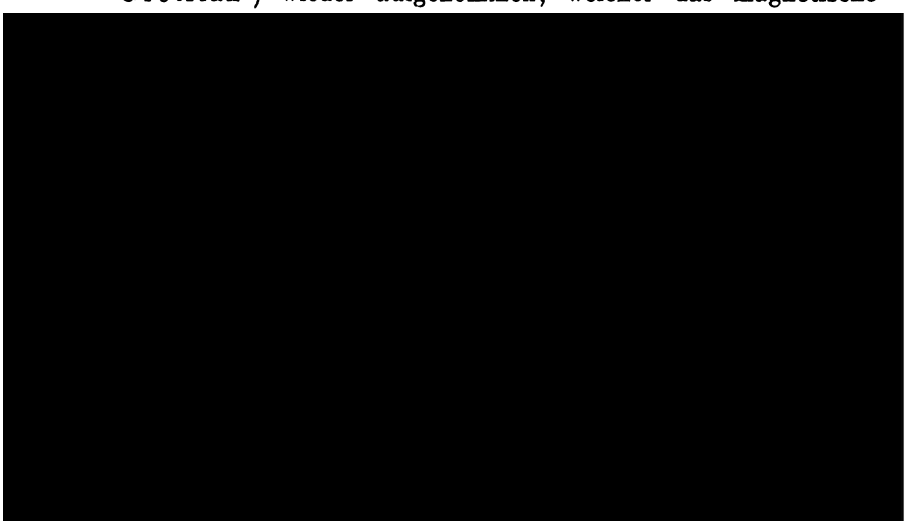
4. *Zur Magnetisirung eiserner Hohl- und Vollringe; von F. Kirstädter.*[1])

§ 1. Einleitung.

Untersuchungen über die Vertheilung der Magnetisirung hatte v. Feilitzsch[2]) an eisernen Hohlcylindern gleicher Oberfläche, aber verschiedener Wandstärke durchgeführt. Er benutzte bei seinen Versuchen 11 cm lange Röhren, welche aus 0,5 mm starkem Eisenblech hergestellt waren und ineinander geschoben werden konnten; die weiteste Röhre hatte einen Durchmesser von 3,1 cm, die engste einen solchen von 1,9 cm. Er zog aus seinen Versuchen den Schluss, dass bei geringen magnetisirenden Kräften die Magnetisirung nur bis zu einer, von der Intensität des magnetisirenden Feldes abhängigen, Tiefe in das Eisen eindringt.

Zu demselben Ergebnisse war vom Kolke[3]) durch seine in demselben Jahre ausgeführten Abreissversuche gelangt. v. Waltenhofen[4]) lieferte den Nachweis der ungleichen Magnetisirung von Hohl- und Vollcylindern, indem er an dem einen Ende eines Waagebalkens einen massiven, an dem anderen Ende einen hohlen Eisencylinder aufhing, und dieselben bis ungefähr zur Hälfte in Drahtspulen hineinragen liess.

Die v. Feilitzsch'schen Versuche wurden neuerdings von Grotrian[5]) wieder aufgenommen, welcher das magnetische



heiten hinauf die magnetischen Momente der Hohlcylinder bis zu einer Wandstärke von 0,287 cm dem Momente des Vollcylinders nahezu gleich waren, und dass bei schwächeren Spulenfeldern diese Uebereinstimmung für Hohlcylinder von noch geringeren Wandstärken bestand. Auch Grotrian führt seine Versuchsergebnisse auf eine besondere magnetische Schirmwirkung, welche die äusseren Eisenschichten auf die inneren ausüben sollen, zurück. In zwei späteren Arbeiten unternimmt er es, durch neue Versuche weitere Beweismittel für seine Schlüsse beizubringen.[1])

H. du Bois[2]) erklärt die von Grotrian erhaltenen Versuchsergebnisse durch die selbstentmagnetisirende Wirkung der Cylinder und zeigt, wie sich aus der gewöhnlichen Theorie der Selbstentmagnetisirung die von Grotrian für die dünnwandigen Hohlcylinder erhaltenen Resultate erklären lassen. Bei dem dickwandigsten Hohlcylinder dagegen lässt sich eine einwurfsfreie Rechnung nicht durchführen. Schliesslich weist er darauf hin, wie nur Versuche mit Hohlringen eine einwandsfreie Entscheidung in dieser Frage erhoffen lassen, vorausgesetzt, dass sich die vorübergehende Schirmwirkung der Foucaultströme bei dem alsdann nothwendigen ballistischen Messverfahren genügend eliminiren lasse.

Eine gleiche Stellung nahm M. Ascoli[3]) der Grotrian'schen Annahme einer Schirmwirkung gegenüber ein und begründete seine Stellungnahme durch die von ihm bei der Magnetisirung von Hohl- und Vollcylindern, welche aus Eisendrähten bestanden, erhaltenen experimentellen Ergebnisse. Nach diesen nahm die Ungleichheit in der Magnetisirung von Hohl- und Vollcylindern mit wachsender Länge ab und wurde sehr gering, wenn sich das Dimensionsverhältniss grösser als 50 stellte. Ferner wies der centrale Querschnitt der Cylinder bei jeder Länge eine fast gleichförmige Vertheilung der Magnetisirung auf, die ungleichmässige Vertheilung machte sich erst in der Nähe der Enden bemerkbar.

---

1) Grotrian, Wied. Ann. **52.** p. 735. 1894 u. **54.** p. 452. 1895.

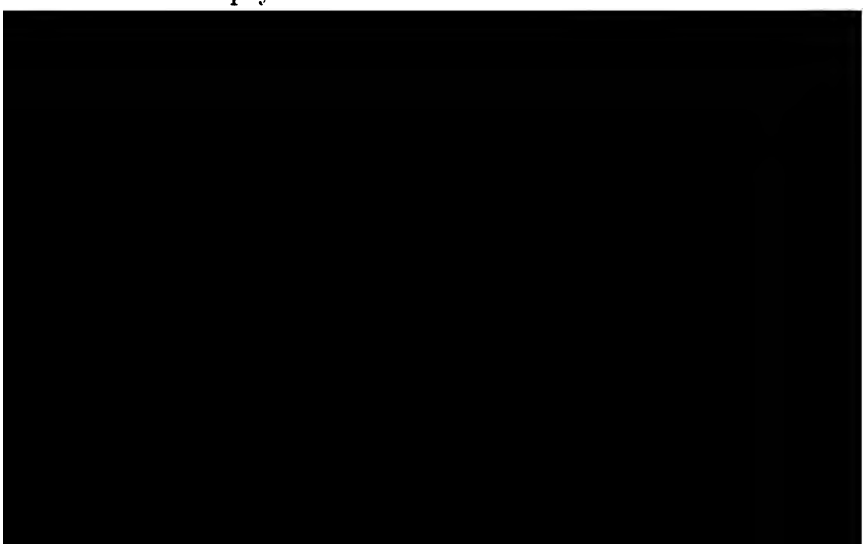
2) du Bois, Wied. Ann. **51.** p. 529. 1894.

3) Ascoli, Rend. R. Acc. Lincei **3.** 1. Sem. p. 176. 279. 314. 377; 2. Sem. p. 157. 1894; **4.** 1. Sem. p. 341. 1895; Nuovo Cim. (4) **1.** p. 5. 108. 1895; (4) **3.** p. 1. 1896; l'Elettricista **3.** p. 107. 1894.

Bevor Grotrian seine Magnetisirungsversuche an Hohl- und Vollcylindern anstellte, hatte Silvanus Thompson[1]) die v. Feilitzsch'schen Versuchsergebnisse auf den grossen Widerstand zurückgeführt, welchen die magnetischen Kraftlinien bei Fortsetzung ihres Kreislaufes durch die den Cylinder umgebende Luft zu überwinden haben; die Länge des in dieser zurückgelegten Weges blieb, da bei allen Versuchen die äussere Rinde vorhanden war, fast ungeändert.

Bei den bisher angeführten Versuchen konnte wegen des an den Enden der Cylinder auftretenden „freien Magnetismus" nicht einwandsfrei festgestellt werden, ob die erhaltenen Versuchsresultate lediglich eine Folge der entmagnetisirenden Wirkung der Cylinderenden sind, oder ob diese im Verein mit einer specifischen Art der magnetischen Schirmwirkung die beobachteten Erscheinungen bedingen.

Werden aber an Stelle der Cylinder geschlossene Voll- und Hohlringe genommen und diese peripherisch magnetisirt[2]), so ist eine Fernwirkung der Ringe, und die damit im Zusammenhang stehende selbstentmagnetisirende Wirkung ausgeschlossen. Es ist nun von Wichtigkeit möglichst einwandsfrei festzustellen, ob in diesem Falle eine Schirmwirkung auftritt; denn wäre dies der Fall, so müsste die Kirchhoff'sche Theorie[3]) angezweifelt werden, da in dieser eine solche Erscheinung nicht vorgesehen ist; damit wäre aber eine wichtige Grundlage der Lehre vom Magnetismus ins Wanken gebracht. Ich habe daher im physikalischen Institut der Universität zu Berlin im



der Weise hergestellt, dass jener nach seiner Aequatorialebene durchschnitten, und darauf in jede der beiden Ringhälften eine Hohlkehle eingedreht wurde. Durch stufenweises Vergrössern der Hohlkehle liessen sich Hohlringe von verschiedener Wandstärke und von annähernd $^4/_5$, $^3/_5$ und $^2/_5$ des Querschnitts des durchschnittenen Vollringes herstellen. Für letzteren erfolgte nach der Durchschneidung, wie auch für jeden der drei Hohlringe von neuem die Ermittelung der Magnetisirungscurve.

Nachdem die magnetischen Messungen an diesen Ringen beendet waren, wurde, um eine etwa auftretende magnetische Schirmwirkung noch directer nachweisen zu können, ein zweiter, in den zuletzt benutzten Hohlring passender Vollring gedreht, und die Magnetisirungscurve für diesen allein, sowie für ihn sammt dem umhüllenden Hohlringe ermittelt.

§ 2. Herstellung, Messung und Bewickelung der Eisenringe.

Es war beabsichtigt, die vergleichenden magnetischen Messungen erst mit dem durchschnittenen Vollringe zu beginnen, zur Controle aber vorher auch die Magnetisirungscurve für den nicht durchschnittenen Ring zu bestimmen. Für den durchschnittenen Vollring und die daraus gedrehten drei Hohlringe war als Querschnittsform der Kreis vorgesehen.

Mit Rücksicht auf die beim Durchschneiden des Vollringes nach seiner Aequatorialebene eintretende Materialverminderung wurde er von vornherein aus einer Platte so abgedreht, dass der der Axe parallele Durchmesser des Ringquerschnittes um ungefähr 5 Proc. grösser war als der dazu senkrechte.

Beim Durchfräsen des Ringes ging indessen mehr Material verloren, als vorgesehen war, da die Schnittflächen der beiden Ringhälften uneben ausfielen und wieder eben geschliffen werden mussten. Hierdurch wurde der zuvor grössere Durchmesser des Ringquerschnittes nun um ungefähr 2,8 Proc. kleiner als der andere, und die beiden Ringhälften erhielten segmentförmige, statt genau halbkreisförmige Querschnitte. Den Hohlkehlen wurde später ein Profil gegeben, welches demjenigen der Ringhälften entsprach, und so erreicht, dass die Wandstärke der Hohlringe möglichst constant war. Die roh zugedrehten schmiedeeisernen Ringe wurden, um jede Spur von Magnetisirung zu entfernen, 24 Stunden lang in einem

Holzkohlenfeuer geglüht; nach langsamer Abkühlung wurden sie dann von neuem auf der Drehbank centrirt, genau abgedreht und geschliffen. Die Dimensionen der Ringe wurden mit der Theilmaschine und dem Kathetometer gemessen; ferner fand durch Wägung eine Volumbestimmung statt, ausserdem wurde unter Benutzung des Himstedt'schen Verfahrens[1]) der Umfang der Ringquerschnitte ermittelt; die Tiefe der Hohlkehlen wurde mit Hülfe der beim Ausdrehen derselben benutzten Leeren auf der Theilmaschine gemessen.

Tabelle 1.

	$2R_i$	$2R_m$	$2R_a$	$2r \parallel$	$2r \perp$	S_f	D
	cm	cm	cm	cm	cm	qcm	
V_1	11,315	14,322	17,329	3,157	3,007	7,504	7,832
V_2	11,357	14,331	17,305	2,890	2,973	6,746	7,831
H_1	11,357	14,331	17,305	2,890	2,973	5,420	7,831
H_2	11,357	14,331	17,305	2,890	2,973	3,922	7,832
H_3	11,357	14,331	17,305	2,890	2,973	2,884	7,828
v	12,061	14,329	16,596	2,178	2,267	3,843	7,827
(v, H_3)						6,727	

Diese verschiedenen, sich gegenseitig controlirenden Messverfahren, deren Einzelheiten hier nicht mitgetheilt werden können[2]), ergaben eine befriedigende Uebereinstimmung. Tab. 1 giebt eine Zusammenstellung der Dimensionen. Darin bedeuten:

V_1 den grossen undurchschnittenen Vollring,

$2r_{\perp}$ Durchmesser des Ringquerschnittes $\perp$ zur Axe,
S_f Ringquerschnitt, sofern durch Eisen ausgefüllt,
D Dichtigkeit des Eisens.

Die Ringe wurden mit Kupferdraht vom Durchmesser 1,5 mm gleichmässig bewickelt. Ueber diese Windungen, welche dicht nebeneinander gereiht in einer einzigen Lage den Ring umgaben und zur Durchleitung des Primärstromes dienten, wurde dünner Kupferdraht gewickelt; diese secundären Windungen umgaben nur einen Theil, ungefähr ein Drittel, des Ringumfanges, und waren, damit sie sich nicht zwischen die primären Windungen legten, von diesen durch eine starke Papierlage getrennt. Die Dicke des für die secundäre Wickelung benutzten Drahtes stellte sich beim grossen Vollringe auf 0,5 mm, bei den übrigen Ringen auf 0,25 mm. Die Anzahl der Primärwindungen n_1, sowie der secundären n_2 ist aus Tab. 2 zu entnehmen.

§ 8. Versuchsanordnung.

Bei der Messung der magnetischen Induction der Ringe, welche nur ballistisch erfolgen konnte, wurde folgende Versuchsanordnung gewählt. Der von einer Accumulatorenbatterie gelieferte primäre Magnetisirungsstrom wurde mit einem Siemens'schen Torsionsgalvanometer bestimmt. Zur Aichung des ballistischen Galvanometers diente ein Aichungssolenoid; eine Quecksilberwippe ermöglichte es, den Strom bald durch die primären Windungen des Ringes, bald durch die des Aichungssolenoids zu senden. Die secundären Windungen des letzteren standen mit dem ballistischen Galvanometer durch eine zweite Wippe in Verbindung, durch deren Umlegung die secundäre Ringwickelung an das Galvanometer angeschlossen wurde. Zur Beruhigung des Galvanometers diente ein Stabmagnet mit einer auf demselben verschiebbaren Spule. Der Eisenring lag während der magnetischen Messungen in einem Petroleumbade, welches bei starken Primärströmen mit kleinen Eisstücken gekühlt wurde. Es gelang so, die Temperatur des Bades zwischen 17° und 20° constant und grössere Temperaturschwankungen von dem Eisenringe fern zu halten. Der Regulirwiderstand des primären Kreises wurde von Eisendrahtspiralen gebildet, der des secundären Kreises dagegen war ein geaichter

Siemens'scher Decadenwiderstand und ermöglichte es, die Galvanometerausschläge in den richtigen Grenzen zu halten. Um die auftretenden Thermoströme unschädlich zu machen, war es erforderlich, den Widerstand des secundären Stromkreises auf mindestens 60 Ohm zu bringen; er schwankte zwischen 64 Ohm bei sehr schwachen Spulenfeldern und 9900 Ohm bei starken Feldern.

Das benutzte ballistische Galvanometer war ein du Bois-Rubens'sche halb-astatisches zweispuliges Spiegelgalvanometer kleinerer Bauart. [1]) Bei diesem wurde das Magnetsystem durch Umlegen von Schutzringen um das Gehäuse astasirt; das leichte Magnetsystem wurde durch Vergrösserung seines Trägheitsmomentes auf eine volle Periode von 17″ gebracht. Da die Empfindlichkeit des Galvanometers mit *einer* Spule genügte, wurde die zweite nicht eingeschaltet; der Widerstand betrug 5 Ohm.

Das Aichungssolenoid bestand aus einem 48,70 cm langen Holzcylinder, über welchen 1,5 mm dicker Kupferdraht in einer Lage von 298 Windungen gewickelt war. Ueber diese primäre Spule war eine secundäre Spule von 626 Windungen 0,3 mm dicken Kupferdrahtes geschoben. [2]) Durch Einsetzen obiger Bestimmungsstücke in bekannte Formeln ergiebt sich für die Mitte des Solenoides die Feldintensität

$$\mathfrak{H} = 7{,}672\, I',$$

wenn I' die Stromstärke in Ampère bedeutet; das Feld kann innerhalb des von der Secundärspule bedeckten Bereiches als gleichförmig angesehen werden. Das Product aus der Feld-

inducirt; und es fliesst bei einem Widerstand des Secundärkreises von R_2 Ohm die Electricitätsmenge $Q = 2\,n_2\,\mathfrak{G}\,/\,R_2\,10^9$ durch das Galvanometer, welche einen Ausschlag a erzeuge. Werden die Zahlenwerthe für $\mathfrak{G}$ und n_2 eingesetzt, so ergiebt sich der Ausdruck

$$\frac{2 \times 76{,}0 \times 626 \,.\, 10-9}{R_2\,a}\,I'$$

als der bei den späteren Messungen zu benutzende Reductionsfactor.

Die Aichungen geschahen während der Messungen in stündlichen Zwischenräumen und wichen bei einem aushülfsweise benutzten Galvanometer alter Bauart um $^1/_2$—$1\,^1/_2$ Proc., bei dem du Bois-Rubens'schen Galvanometer bis zu $^1/_2$ Proc. voneinander ab, differirten jedoch bei letzterem in den meisten Fällen nicht mehr als $^1/_3$ Proc.

§ 4. Rechenverfahren und Fehlerquellen.

Aus der Theorie des mehrdeutigen Potentials innerhalb eines Rotationskörpers, welcher von n_1 Drahtwindungen in einer Lage gleichmässig umgeben ist, lässt sich in ganz voraussetzungsloser Weise die mittlere Feldintensität $\bar{\mathfrak{H}}$ für sämmtliche untersuchten Ringe berechnen und zwar durch Reihenentwickelung.[1]) Ich begnüge mich an dieser Stelle mit der tabellarischen Zusammenstellung der dafür in Betracht kommenden Bestimmungsstücke, sowie der Factoren, mit denen die Stromstärke I' (in Ampère) zu multipliciren war, um $\bar{\mathfrak{H}}$ zu erhalten.

Tabelle 2.

	n_1	S	$\bar{\mathfrak{H}}$	S_f	n_2
		qcm		qcm	
V_1	190	7,504	5,40 I'	7,504	203
V_2	201	6,746	5,64 I'	6,746	150
H_1	200	6,746	5,61 I'	5,420	200
H_2	193	6,746	5,42 I'	3,922	200
H_3	198	6,746	5,56 I'	2,884	217
v	212	3,843	5,99 I'	3,843	208
(v, H_3)	199	6,746	5,59 I'	6,727	160

1) l. c. p. 20—26.

In Tabelle 2 bedeuten n_1 und n_2 die primäre bez. secundäre Windungszahl, S den von den Primärwindungen umschlossenen Querschnitt, S_f den Eisenquerschnitt (der Tab. 1 entnommen).

Der den Beobachtungen am ballistischen Galvanometer unter Berücksichtigung des Reductionsfactors direct zu entnehmende gesammte Inductionsfluss $\mathfrak{G}$ setzt sich zusammen aus dem im Eisen verlaufenden $\mathfrak{G}_f$ und bei den Hohlringen ausserdem aus dem im Hohlraum verlaufenden $\mathfrak{G}_h$. Wenn $\bar{\mathfrak{B}}$ die mittlere Induction bezeichnet, so ist offenbar

$$\mathfrak{G} = \mathfrak{G}_f + \mathfrak{G}_h = \bar{\mathfrak{B}} S_f + \bar{\mathfrak{H}}(S - S_f).$$

Daraus erhält man dann die Induction

$$\bar{\mathfrak{B}} = \frac{\mathfrak{G} - \bar{\mathfrak{H}}(S - S_f)}{S_f}$$

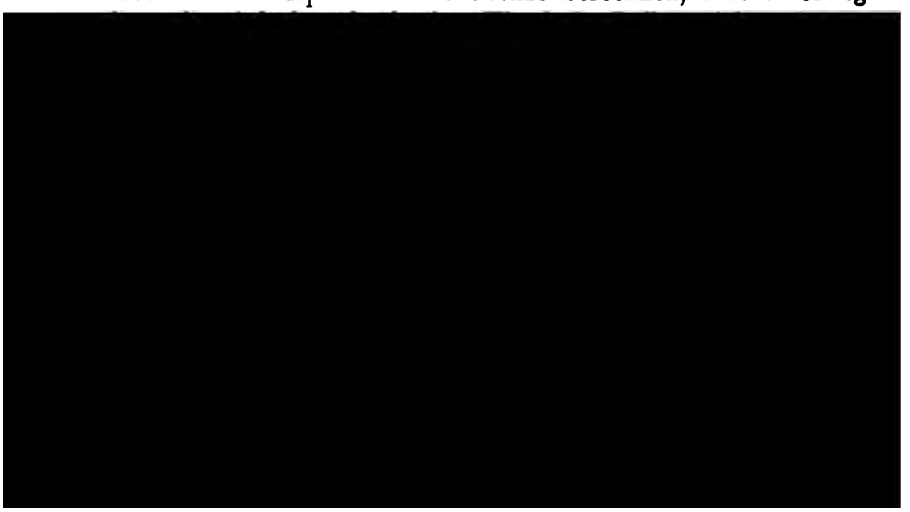
oder die mittlere Magnetisirung

$$\bar{\mathfrak{J}} = \frac{\bar{\mathfrak{B}} - \bar{\mathfrak{H}}}{4\pi} = \frac{\mathfrak{G} - \bar{\mathfrak{H}} S}{4\pi S_f}.$$

Was den Einfluss der Selbstinduction auf die Resultate betrifft, so lautet die Gleichung für den Selbstinductionscoefficient A_1 des Primärkreises bei einem Ringe bekanntlich

$$A_1 = \frac{2 n_1^2 S}{R_m} \cdot \frac{d\mathfrak{B}}{d\mathfrak{H}}.$$

Setzen wir hier $S = 7{,}5$ qcm, $R_m = 7$ cm, $n_1 = 200$, so lässt sich für A_1 eine obere Grenze berechnen, indem vorweg



Ausser der Selbstinduction beeinflussen die Magnetisirung kurz nach dem Stromwechsel in dem primären Kreise die durch die plötzliche Aenderung des magnetischen Zustandes in dem Eisen selbst hervorgerufenen Foucault'schen Wirbelströme. Diese verzögern beim Abfall der magnetisirenden Kraft die Abnahme und beim Ansteigen der magnetisirenden Kraft die Zunahme der Magnetisirung. Da wir zur Ermittelung der Induction des Eisenringes die ballistische Methode anwenden, so wird, wenn die Wirkung der Wirbelströme bei den Messungen hervortritt, was bei der grossen nicht zertheilten Eisenmasse der Ringe zu erwarten ist, ihr Einfluss sich dadurch geltend machen, dass die Magnetisirung bei dem nicht durchschnittenen Vollringe kleiner als bei dem durchschnittenen und bei diesem wieder geringer als bei den einzelnen Hohlringen ausfällt. Bei letzteren endlich wird noch eine Zunahme der Magnetisirung mit abnehmender Wandstärke zu erwarten sein. Die durch die Wirbelströme bedingte scheinbar ungleichmässige Magnetisirung der Voll- und Hohlringe von gleicher Oberfläche ist daher bei der Beurtheilung der erhaltenen Resultate zu berücksichtigen, bevor auf Grund dieser Messungsergebnisse ein etwaiger Schluss auf die gleichmässige oder ungleichmässige Magnetisirung der einzelnen Schichten und somit auf eine Schirmwirkung der äusseren Eisenschichten gezogen werden kann.

Da die magnetischen Messungen an den einzelnen Ringen nun thatsächlich etwas verschiedene Magnetisirungswerthe ergaben, wurde, um eine etwaige Schirmwirkung der letzten Art direct nachweisen zu können, der in den Hohlring H_3 gerade hineinpassende kleine Vollring v gedreht, und die Magnetisirungscurve für diesen allein, sowie für diesen, sammt dem Hohlring H_3, ermittelt.

Besteht nun keine magnetische Schirmwirkung, so müssen die durch den Versuch für die Combination: Hohlring H_3 und kleiner Vollring v erhaltenen Magnetisirungswerthe mit den Werthen übereinstimmen, welche sich mit Hülfe der Rechnung aus den für jeden der beiden Ringe durch den Versuch gefundenen Magnetisirungscurven ermitteln lassen.

§ 5. Versuchsergebnisse.

Nach jeder Bearbeitung des Ringes wurde er, bevor d Messungen begannen, gegen hundertmal einem cyklischen Magn tisirungsprocess unterzogen, welcher mit der Feldstärke N begann und sich über die grösste Feldstärke, bis zu welcher d Messungen sich erstrecken sollten, ausdehnte. Hierdurch wurd die, den magnetischen Zustand des Ringes beeinflussend Structuränderungen beseitigt, welche nach dem Ausglüh durch dessen weitere Bearbeitung, namentlich durch das Nac drehen und das Eindrehen der Hohlkehlen hervorgerufen se konnten. Gleichzeitig wird bekanntlich durch die wiederhol Um- und Entmagnetisirung ein eindeutig bestimmter magn tischer Zustand des Eisens erreicht. Bei den Messungen selb wurde stets von schwächeren zu stärkeren Feldern überg gangen; falls ein Zurückgreifen auf schwächere Felder not wendig war, erfolgte zuvor die vollständige Entmagnetisiru des Ringes durch allmählich abnehmende Stromwechsel. F jeden Ring wurden drei Messungsreihen aufgenommen, welc mit einem magnetisirenden Felde von 0,02 C.G.S.-Einheit begannen und bis zu 86 Einheiten durchgeführt wurden. D Messungsintervalle betrugen bei sehr schwachen magnetisire den Feldern 0,1—0,2, bei solchen bis zu 10 C.G.S.-Einheit 0,3—0,5 Einheit, stiegen dann bis zu 3 Einheiten bei Felde bis zu 40 und betrugen schliesslich bei noch höheren Fel stärken 4—8 Einheiten.

nach dem Durchschneiden gefunden wurde und mit V_2 bezeichnet ist. Offenbar hat dieses Ergebniss mit irgend einer dauernden, rein magnetischen Schirmwirkung nichts zu thun, sondern ist durch die vorübergehende Schirmwirkung von Wirbelströmen zu erklären, welche bei der immerhin nicht allzu langen Periode (17″) des ballistischen Galvanometers noch in Betracht kommt. Eine umfassende Theorie der in

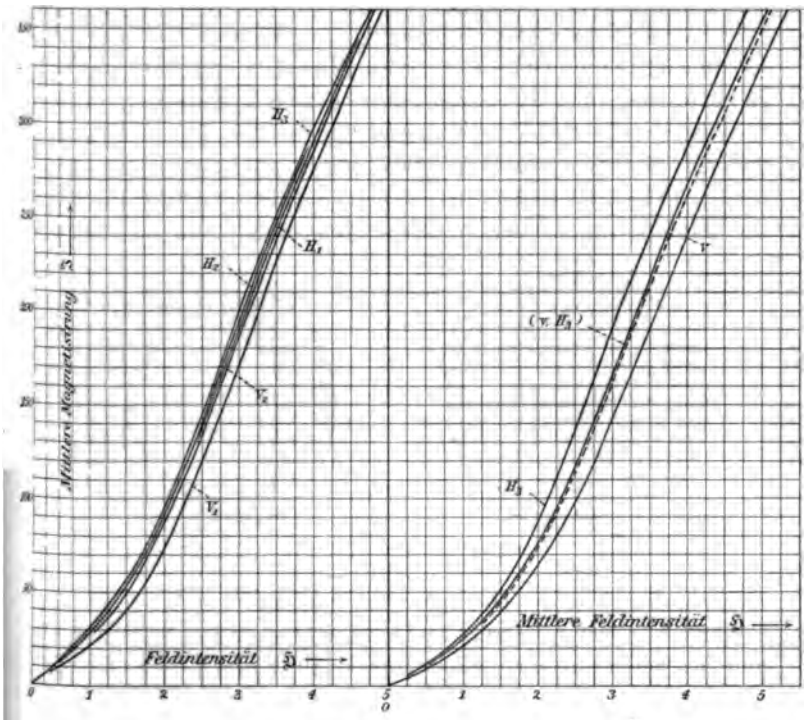


Fig. 1.

Frage stehenden Erscheinung liegt bisher kaum vor, trotz der gelegentlich gemachten Ansätze [1]); sie wird bekanntlich durch das Product $4\pi\mathfrak{z}\mu$ bestimmt, wo $\mathfrak{z}$ den electrischen Leitungscoefficient, μ die Permeabilität bezeichnet. Bei cylindrischen oder toroidalen massiven Eisenkernen von kreis-

1) Man vgl. Sir W. Thomson, math. and phys. papers 3. Art. 98. 101. 102. London 1890; J. J. Thomson, Phil. Mag. (5) 32. p. 458. 1891 und The Electrician 28. p. 599. 1892; Ewing, l. c. 28. p. 631. 1892.

rundem Querschnitte führt das Problem auf Bessel'sche Functionen. Im vorliegenden Falle kommt es wesentlich auf die Frist an, welche verläuft bis der Inductionsfluss einen gewissen, der Einheit genügend nahen Bruchtheil seines Endwerthes erreicht hat; man dürfte der Natur der Sache nach in der Annahme nicht fehl gehen, dass diese Frist in erster Annäherung durch den Querschnitt, also durch das Quadrat des Durchmessers bestimmt wird.

Bei dem massiven Vollring V_1 von über 3 cm Dicke daher ist eine erhebliche Störung durch Wirbelströme von vornherein zu erwarten; bei V_2 dürfte aber der mit Petroleum durchtränkte Schnitt den Wirbelströmen gegenüber fast vollkommen isoliren, sodass diese dann etwa in die punktirten Bahnen gedrängt (Fig. 2) werden; nach den vorher ausgeführten wird ihr Einfluss daher schon durch den einen Schnitt sehr ver-

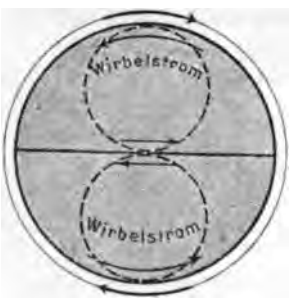


Fig. 2.

Fig. 3.

lassen sich ebenfalls in ungezwungener Weise auf die immer noch vorhandenen schwächeren Wirbelströme zurückführen (vgl. Fig. 3). Hier müsste aber nun eine etwa vorhandene rein magnetische Schirmwirkung der Eisenrinde sich bemerkbar machen, was aber offenbar nicht oder doch nur in sehr geringem Maasse der Fall ist.

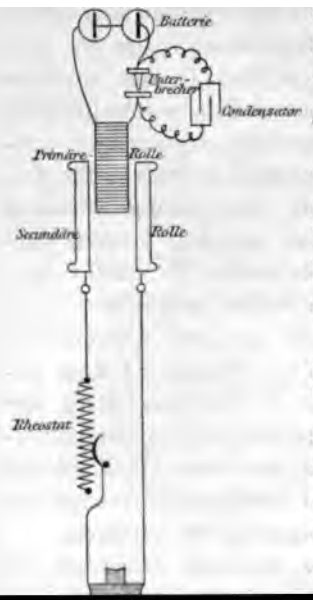
Vergleichen wir schliesslich noch die Curven H_3 und v; letztere liegt bedeutend unter ersterer; das Material der beiden, aus verschiedenen Platten gedrehten Ringe verhält sich offenbar verschieden. Es ist nun unter Berücksichtigung der verschiedenen Querschnitte von H_3 und v (Tab. 1) eine mittlere Magnetisirungscurve für beide berechnet werden, welche punktirt aufgetragen ist; die unmittelbar daneben verlaufende ausgezogene Curve (v, H_3) wurde experimentell gefunden, für den Fall das v in H_3 eingelegt war; die Abweichung zwischen beiden beträgt kaum 1 Proc. Bei den auf Fig. 1 nicht dargestellten weiteren Curvenstrecken, für welche $\mathfrak{H} > 350$ C.G.S. ist, werden die Differenzen in allen Fällen procentisch noch geringer. In der That muss bei der alsdann eintretenden Verringerung der Permeabilität auch das Proeuct $4\pi\mathfrak{z}\mu$ abnehmen, welches nach dem Vorigen die Schirmwirkung der Wirbelströme bestimmt. Unter Berücksichtigung der bei ballistischen Messungen überhaupt zu erwartenden Genauigkeit scheint namentlich die Betrachtung des zuletzt erwähnten Curvenpaares (v, H_3) unabweislich zu der Schlussfolgerung zu nöthigen:

Eine dauernde Schirmwirkung der äusseren Eisenrinde im Sinne v. Feilitzsch's und Grotrian's lässt sich bei Ringen nicht nachweisen. Die Kirchhoff'sche Theorie der Magnetisirung eines Rotationskörpers weist in dieser Beziehung keine Lücke auf.

(Eingegangen 29. December 1897.)

5. *Ueber die Wirkung eines am Inductionsapparate angebrachten Condensators; von P. Dubois.*

In einer in den Annalen für Physik und Chemie, Bd. 62, Heft 2 unter dem Titel: Ueber die Vorgänge im Inductions-



apparate, erschienenen Abhandlung zeigt Hr. B. Walter, *dass der Condensator unter Umständen auch zu gross genommen werden kann.*

Bei einem 30 cm-Funkeninductor von M. Kohl in Chemnitz erhielt er die maximale secundäre Funkenlänge bei einer Capacität von ca. 2 Mikrof. Erhöhte er aber die Capacität noch mehr, so nahm die Funkenlänge stetig ab.

Sowohl durch mathematische Behandlung des Gegenstandes wie durch Versuche mittels der von H. F. Braun angegebenen Kathodenstrahlenröhre ist Walter zu der Ansicht gekommen, dass von einer gewissen Grenze an bei der stattfindenden Ladung des Condensators störende *Schwingungen* auf-

[redacted]

Thatsache auf, dass Vermehrung der Capacität die Wirkung des Stromes erheblich beeinträchtigte. Ich beschloss daher genaue Versuche darüber anzustellen und die im secundären Stromkreis entstehende Stromstärke direct am Electrodynamometer zu messen. Vorstehendes Schema verdeutlicht die Versuchsanordnung.

Der Inductionsapparat hat eine primäre Rolle von 3,87 Ohm Widerstand und wird mittels zwei Trockenelementen in Thätigkeit gesetzt. Der Eisenkern ist aus der primären Spirale entfernt. An beiden Contactstellen des frei spielenden Neef'schen Hammers (Unterbrecher) wird ein Condensator angebracht, dessen Capacität beliebig zwischen 0,0001 und 10 Mikrofarads verändert werden kann.

Die secundäre Rolle hat 2218 Windungen eines ziemlich dicken Drahtes, sodass der Widerstand nur 18 Ohm beträgt.

Der Electrodynamometer besteht aus zwei Spulen von je 1000 Windungen, von welchen eine fest ist, die andere beweglich und bifilar mittels Silberdraht von 0,05 mm aufgehängt ist.

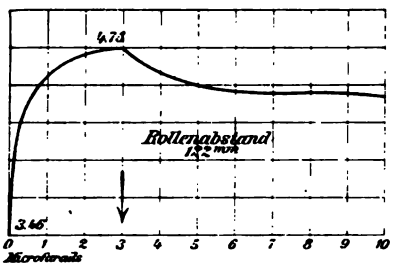
Der Widerstand beider Spulen beträgt 207 Ohm. Der Selbstinductionscoefficient wurde nicht bestimmt. Die Ablesungen finden mit Spiegel, auf ca. 2 m Entfernung, statt. Endlich ist im Stromkreis der secundären Spirale ein guter, bifilar gewickelter Rheostat von Carpentier in Paris eingeschaltet.

Das Ergebniss dieser Versuche ist in folgenden Curven auf p. 88 und 89 dargestellt.

Die am Electrodynamometer abgelesene Stromstärke (Quadratwurzel der abgelesenen Scalentheile) ist als Ordinate eingetragen, während die Abscissen die Capacitäten in Mikrofarad angiebt.

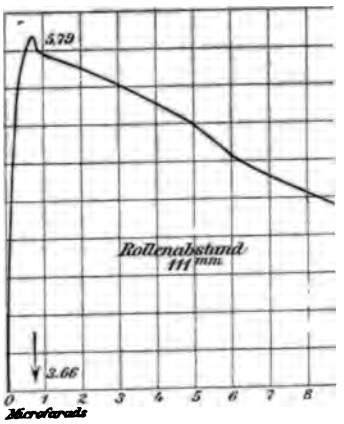
Die Abscisse entspricht nicht der Stromstärke 0, sondern einer zur bequemen Ablesung willkürlich gewählten Stromstärke $= \sqrt{12}$ Scalentheile $= 3{,}46$. Zur Erzielung dieser Anfangsstromstärke von 3,46 musste, je nach dem Widerstand im Stromkreis, der Rollenabstand beider Spulen verschieden sein. Bei Curve 1, beim kleinsten Gesammtwiderstand erhielt ich die Ablenkung von 12 Scalentheilen bei 122 mm Rollenabstand, in Curve 2 mit 111 mm etc. — In Curve 6, bei maxi-

malen Widerstand von 5225 war ich genöthigt, die secundä
Rolle noch mehr über die primäre zu verschieben, bis s



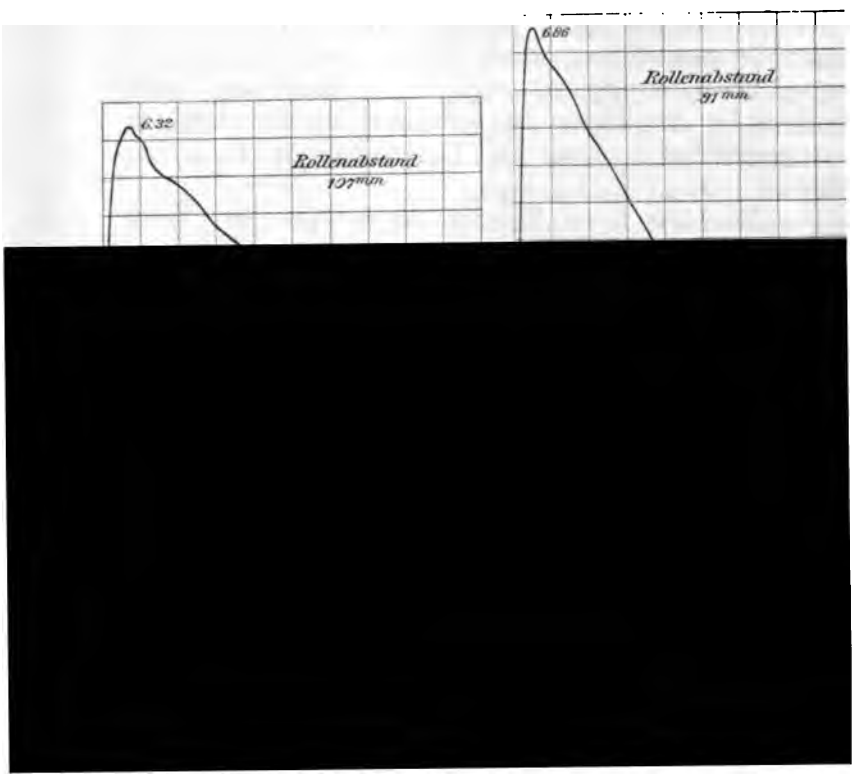
1.

Widerstand = 18 Ohm (Rolle)
+ 207 (Electrodynamometer) = 225 Ohm.

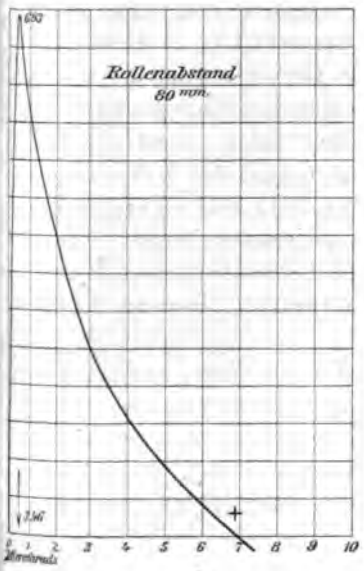


2.

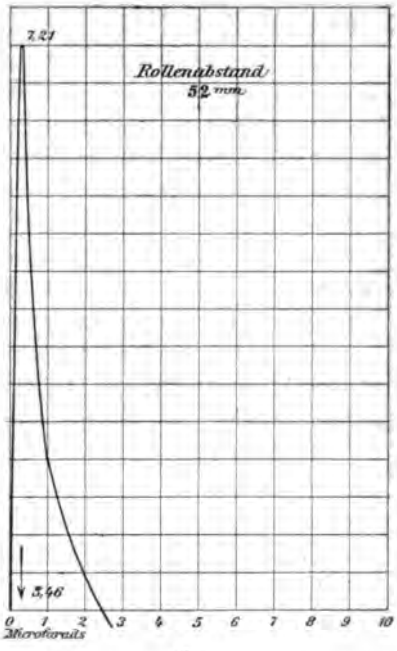
Widerstand = 225 + 275
Rheostat = 500 Ohm.



52 mm. Als Null Rollenabstand gilt das vollständige Ineinandergehen beider Rollen. Betrachten wir die Curven, so sehen wir, dass in Curve 1 bei einem Gesammtwiderstand von 225 Ohm (18 secundäre Spulen, 207 Dynamometer) die initiale Stromstärke von 3,46 allmählich zunimmt, um bei 3 Mikrof. ein Maximum von 4,75 zu erzielen. Von da an sinkt, bei Vergrösserung der Capacität, die Stromstärke stetig ab, wie in



5.
Widerstand = 225 + 2000
Rheostat = 2225 Ohm.



6.
Widerstand = 225 + 5000
Rheostat = 5225.

der Curve von B. Walter. In Curve 2 wurde ein Rheostatwiderstand von 275 Ohm eingeschaltet (Gesammtwiderstand gleich 500 Ohm). Die Stromstärke steigt viel rascher von 3,46 auf 5,79, erreicht dieses Maximum schon bei 0,7 Mikrof. und neigt sich rasch der Abscisse zu.

In Curve 3 (Gesammtwiderstand von 775 Ohm) ist das Maximum von 6,32 schon bei 0,5 Mikrof. erreicht und das nachherige Sinken der Stromstärke noch steiler.

In Curve 4 ist das Maximum schon bei 0,4 Mikrof.

In Curve 5 ist mit 0,4 Mikrof. die Stromstärke steil von 3,46 bis auf 6,93, d. h. bis auf das Doppelte gestiegen. Der Abfall ist aber erheblich steiler und bei 6,8 Mikrof. sinkt die Curve unter die Abscisse, d. h. die Stromstärke wird geringer als sie ohne Condensator, bei Beginn des Versuches war.

In Curve 6 finden wir das Maximum (7,21) schon bei 0,2 Mikrof. und schon bei 2,5 Mikrof. kreuzt die Curve die Abscissenlinie.

Da in den sechs Curven, zur Erzielung einer ablesbaren Stromstärke, verschiedene Rollenabstände von 122 mm bis auf 52 mm nöthig waren, könnte man versucht sein, in diesem Umstand den Grund des verschiedenen Curvenverlaufs zu suchen. Inductionswirkungen der beiden Spulen könnten da im Spiele sein. Dies ist aber, wie der Versuch lehrt, nicht der Fall. Ist der Widerstand 225 Ohm, so nimmt *bei jedem Rollenabstand* die Stromstärke bis 3 Mikrof. zu und sinkt bei Vergrösserung der Capacität in der angegebenen Weise.

Ich muss es den Physikern von Fach überlassen, die von B. Walter entwickelte Theorie zu prüfen. Für die Physiologen genügen die Thatsachen:

1. Dass ein, beiderseits vom Unterbrecher, am primären Strom eines Inductionsapparates angebrachter Condensator die Stromstärke erheblich, bis auf das Doppelte, steigern kann.

2. Das aber zur Erzielung dieser Wirkung, je nach dem Widerstand im secundären Stromkreis, verschiedene Capacitäten

3. Dass jede Vermehrung der Capacität über die angegebenen Grenzen nicht nur nutzlos ist, sondern die Stromstärke erheblich vermindert, sodass die Stromstärke geringer wird, als ohne Condensator.

Bei Einschaltung eines Condensators von 10 Mikrof. verliert mein Apparat seine physiologische Wirkung, auch bei übereinander geschobenen Spulen, gänzlich.

Bern, Dec. 1897.

(Eingegangen 26. December 1897.)

6. *Ueber electrische Oberschwingungen; von M. Lamotte.*

Es wurde schon von mehreren Forschern auf die Oberschwingungen, die in Blondlot'schen und Lecher'schen Drahtsystemen neben der Grundschwingung stattfinden, hingewiesen. Soweit es zu meiner Kenntniss gelangt ist, wurde aber keine systematische Untersuchung derselben ausgeführt, wobei man die experimentellen Ergebnisse mit den theoretischen verglichen hätte. Die schon im Jahre 1857 von Kirchhoff entwickelte Theorie gestattet nun die Perioden der Grundschwingung und diejenige der Oberschwingungen zu berechnen, und die aus jener Theorie abgeleitete Formel ist schon öfters bezüglich der Grundschwingung bestätigt worden.

Auf die Anregung von Hrn. Prof. Drude in Leipzig habe ich die experimentelle Prüfung der Kirchhoff'schen Formel für die Oberschwingungen beim Lecher'schen Systeme unternommen, und ich erlaube mir im Folgenden einige Resultate mitzutheilen. Zunächst ist es für mich eine angenehme Pflicht, Hrn. Geheimrath Wiedemann und Hrn. Prof. Drude für ihren freundlichen Empfang und ihren werthvollen Rath meinen besten Dank zu sagen.

stimmten Lagen der Brücke, nämlich wenn die Brücke auf einem Schwingungsknoten der electrischen Kraft liegt und zwar leuchtet sie am hellsten, wenn sie selbst auf einem Schwingungsbauche der electrischen Kraft liegt.

Cohn und Heerwagen bestimmten allerdings bei jenem Verfahren die Lagen der Brücke, bei denen beide Theile des Systems, nämlich der vor der Brücke und der hinter der Brücke liegende Theil in Resonanz stehen, d. h. bei denen die Periode der Grund- bez. einer Oberschwingung des ersten gleich der Periode der Grund- bez. einer Oberschwingung des letzteren ist.

Sie ermittelten Obertöne, in einem Falle bis zum sechsten, deren Reihe keine harmonische war. Die Theorie dieser möglichen Resonanzlagen der Brücke complicirt sich hier dadurch, dass bei jeder Verschiebung der Brücke sich sämmtliche Eigenschwingungen des erregenden Systemes, das aus den Anfangscondensatoren und den Paralleldrähten bis zur Brücke besteht, ändern. — Diese Complication tritt bei allen Versuchsanordnungen ein, in denen die erste Brücke nicht fest liegen bleibt.

Bei den Versuchen von E. Wiedemann und Ebert[1]) lag die Entladungsröhre zwischen den Platten des Endcondensators und eine Brücke wird auf den Drähten verschoben, bis die Röhre anspricht. Die Verfasser fanden auch mehrere Knotensysteme, auf deren Verlauf sie nicht eingingen, da sie eine andere Untersuchung bezweckten, nämlich zu untersuchen, unter welchen Umständen verdünnte Gase aufleuchten. Sie bewiesen, was für unseren Zweck sehr wichtig ist, dass die Lage der Knoten von der Gestalt, von den Dimensionen der Röhren und vom Drucke in ihnen nicht abhängt. — Auf die Versuche von Mazzotto werde ich unten eingehen.

Drude hat im Laufe seiner zahlreichen Versuche über die Drahtwellen mehrmals Obertöne beobachtet und darauf hingewiesen. Er hat jüngst seine Ansichten darüber entwickelt[2]) und einige experimentelle Resultate mitgetheilt. Bei seinen Versuchen liegt die erste Brücke auf den Drähten fest (zur Vermeidung der vorhin erwähnten Complicationen), während

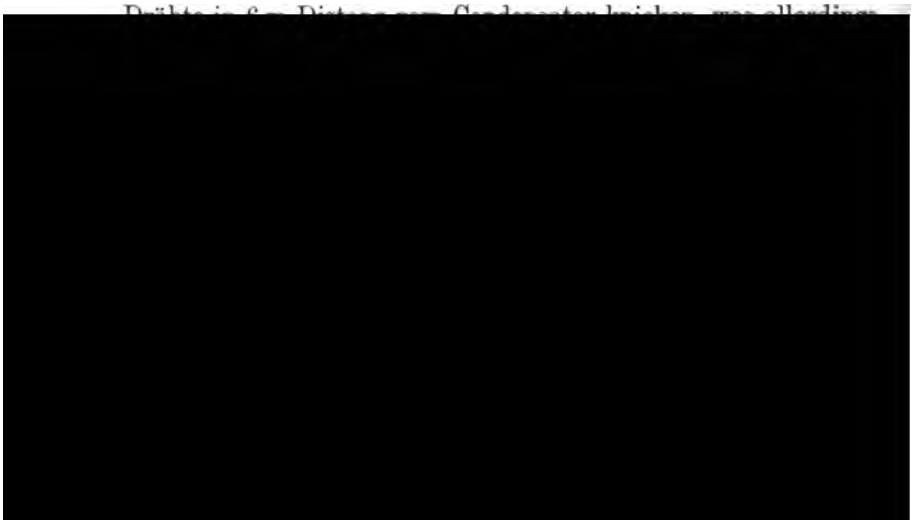
1) E. Wiedemann u. Ebert, Wied. Ann. **48.** p. 549 ff. 1893.
2) Drude, Arch. de Genève (4) **3.** p. 464. 1897.

eine andere hintere längs der Drähte verschoben wird, bis eine Zehnder'sche Röhre, welche man in der Mitte zwischen den Brücken hält, am hellsten aufleuchtet. Er fand die berechneten Perioden der Grundschwingungen mit den beobachteten in Einklang. Jene Prüfung habe ich bis zu den Oberschwingungen erweitert, wie ich jetzt darlegen werde.

Versuche mit Lecher'scher Anordnung.

Der von mir benutzte Apparat war in der gewöhnlichen Weise angeordnet. Zwei kreisförmige Condensatorplatten (primäre Platten) stehen in derselben Verticalebene. An ihrer Hinterfläche sind zwei kleine Messingröhren parallel zu deren Ebene angelöthet, in denen zwei Messingstangen gleiten können, welche am Ende Kugeln tragen. Die Stangen sind am einen Ende etwas nach unten gebogen, damit man die Kugeln in eine mit Petroleum erfüllte Schale eintauchen kann. Die Funken eines Inductoriums springen zwischen den Kugeln im Petroleum über. Es ist zum regelmässigen Gang des Apparates vortheilhaft, die Zuleitungsdrähte möglichst nahe bei den Kugeln der Funkenstrecke zu befestigen [1]) und andererseits einen jener Drähte von den Kugeln loszumachen, damit ein anderer Funken zwischen beiden entsteht [2]), welcher übrigens kürzer als der Hauptfunken sein muss.

Den primären Condensatorplatten stehen zwei secundäre gegenüber. Von ihnen gehen zwei zu einander parallele Drähte von etwa 10 m Länge aus. Ich musste aus Mangel an Raum jene



verschoben, bis die Zehnder'sche Röhre, welche man ungefähr in der Mitte zwischen beiden Brücken hielt, ein Maximum der Helligkeit darbot.

Wenn man dann die Röhre von einer Brücke bis zur anderen verschiebt, so können zwei verschiedene Fälle eintreten.

Entweder leuchtet die Röhre nur am hellsten in der Mitte zwischen beiden Brücken und ihre Helligkeit nimmt beim Verschieben der Röhre von der Mitte nach einer der Brücken fortdauernd ab. Oder die Helligkeit der Röhre hat an einer oder mehreren Stellen (Knoten) in gewissen Abständen von der Brücke Minima, bez. das Leuchten hört dort auf.

Im ersten Falle beträgt die Distanz beider Brücken nahezu [1]) eine halbe Wellenlänge einer Schwingung, welche im erregenden (vor der festen Brücke liegenden) Drahtsystem vorhanden ist, in letzterem Falle dagegen mehrere halbe Wellenlängen. Letztere können eventuell von der im ersten Fall ermittelten Wellenlänge verschieden sein; man würde dann auf zwei verschiedene, im erregenden Drahtsysteme vorhandene Schwingungen schliessen.

Der einfachste Weg, sämmtliche vorhandenen Schwingungen zu ermitteln, ist daher, dass man die bewegliche Brücke allmählich von der festen Brücke an nach hinten auf den Paralleldrähten verschiebt, wobei die Röhre immer in der Mitte zwischen beiden Brücken sich befindet; die Röhre wird also mit halber Geschwindigkeit, wie die zweite Brücke, nach hinten geschoben. Jedes Aufleuchten der Zehnder'schen Röhre lässt auf eine im Erreger vorhandene Schwingung schliessen.

Die langsamste wird die Grundschwingung genannt, die schnelleren die Oberschwingungen. Erstere ist meist wesentlich intensiver als letztere, um so mehr, je näher die feste Brücke nach den Erregercondensatoren zu liegt. Erst bei grösserem Abstand der festen Brücke von den Condensatoren kann man überhaupt Oberschwingungen nachweisen und zwar treten um so mehr zu Tage, je grösser jener Abstand wird.

---

1) Eine kleine Correction tritt wegen der Länge der Brücken selber ein.

Nach der Kirchhoff'schen Theorie[1]) berechnen sich die im Erregersystem vorhandenen Wellenlängen λ nach der Formel

$$\frac{\pi l}{\frac{\lambda}{2}} \operatorname{tg} \frac{\pi l}{\frac{\lambda}{2}} = \frac{l}{4 C \log \frac{d}{R}}. \tag{1}$$

Hierin bezeichnet d den Abstand, R den Radius der Paralleldrähte, l die Distanz der festen Brücke von den Condensatoren. C bedeutet die Capacität derselben nach electrostatischem Maasse gemessen und zwar ist C gleich der halben Capacität jedes einzelnen Condensators, da beide durch den Entladungsdraht und die Funkenstrecke hintereinander geschaltet sind.

Setzt man

$$\frac{\pi l}{\frac{\lambda}{2}} = Z, \tag{2}$$

so wird die Gleichung (1)

$$Z \operatorname{tg} Z = \frac{l}{4 C \log d/R} = a. \tag{3}$$

Die Auflösung dieser transcendenten Gleichung kann, wie es Kirchhoff gemacht hat, in graphischer Weise erhalten werden, indem man über der Z-Axe als Abscissenaxe zwei Curven construirt, deren Ordinaten bez. sind:

$$Y_1 = \operatorname{tg} Z, \quad Y_2 = a : Z.$$

Die Schnittpunkte beider Curven liefern gewisse Abscissenwerthe Z, welche die Wurzeln der Gleichung (3) sind.

Dies ist identisch mit der bekannten, zuerst von W. Thomson abgeleiteten Formel:

$$T = \frac{2\pi}{c}\sqrt{C.L},$$

wobei T die Periode der Grundschwingung, c die Lichtgeschwindigkeit, L die Selbstinduction des Schliessungskreises ist.

Die anderen Wurzeln Z sind nahezu die Werthe

$$Z = h\pi,$$

d. h.

$$\frac{\lambda}{2} = \frac{l}{h}, \tag{5}$$

wobei h eine ganze Zahl 1, 2, 3 . . . bedeutet. Die Oberschwingungen würden sich in diesem Falle gerade so berechnen, als ob das Erregersystem aus einem einzigen geschlossenen Drahtrechteck von der Länge l bestände. In diesem Falle bilden also die Schwingungszahlen der Oberschwingungen unter sich die harmonische Reihe 1 : 2 : 3 etc., sie haben aber ein beliebiges, d. h. unharmonisches Verhältniss zur Grundschwingung, welches von der Wahl der Capacität C abhängt.

Zur Prüfung der Theorie sind nun die Fälle interessanter, in denen die Capacität C so klein gewählt wird, dass nicht mehr die Näherungsformeln (4) und (5) Gültigkeit haben.

Ich wählte daher die Condensatoren als verhältnissmässig kleine Kreiscondensatoren (Radius ϱ) mit weitem Abstand a ihrer beiden Platten. Die Capacität C' eines Condensators lässt sich dann allerdings nur näherungsweise schätzen nach einer Clausius'schen[1]) Formel, oder einer nahe damit übereinstimmenden Kirchhoff'schen[2]) Formel

$$C' = \frac{\varrho^2}{4a} + \frac{\varrho}{4\pi}\left(\log \text{nat}\frac{16\pi\varrho}{a} - 1\right) = 2C, \tag{6}$$

wobei ϱ den Radius der Kreisplatten eines Condensators, a ihren gegenseitigen Abstand bedeutet. Von C' ist nur der halbe Werth zu nehmen, um die ganze Capacität C des Erregers zu erhalten, da beide Condensatoren des Erregers in Serie geschaltet sind.

1) Clausius, Pogg. Ann. **86.** p. 161. 1852.

2) G. Kirchhoff, Vorlesungen über Electricität, herausgegeben von Planck, p. 109. 1891.

Da auch diese Formel bei den gewählten Verhältnissen ϱ/a nur roh angenäherte Werthe giebt, da ferner die Drahtleitung des Erregersystems nicht streng die der Theorie nach vorausgesetzte einfache Gestalt eines langen und sehr schmalen Rechteckes besitzen kann, da ferner gewisse Abweichungen in der Nähe der Condensatoren vorhanden sind, so erhält man eine bessere Prüfung der Theorie, wenn man den Werth des in der Gleichung (1) vorkommenden Factors $4\,C\log d/R$ aus einer beobachteten Wellenlänge λ bei einer bestimmten Brückendistanz l bestimmt. Ich habe dazu die Wellenlänge λ_g der Grundschwingung bei $l = 100$ cm benutzt. Man muss dann alle anderen vorkommenden λ auch bei anderer Brückendistanz l berechnen können und kann diese Werthe λ mit den Beobachtungen vergleichen.

Resultate.

Es sind drei verschiedene Erregercapacitäten benutzt. Es bedeutet

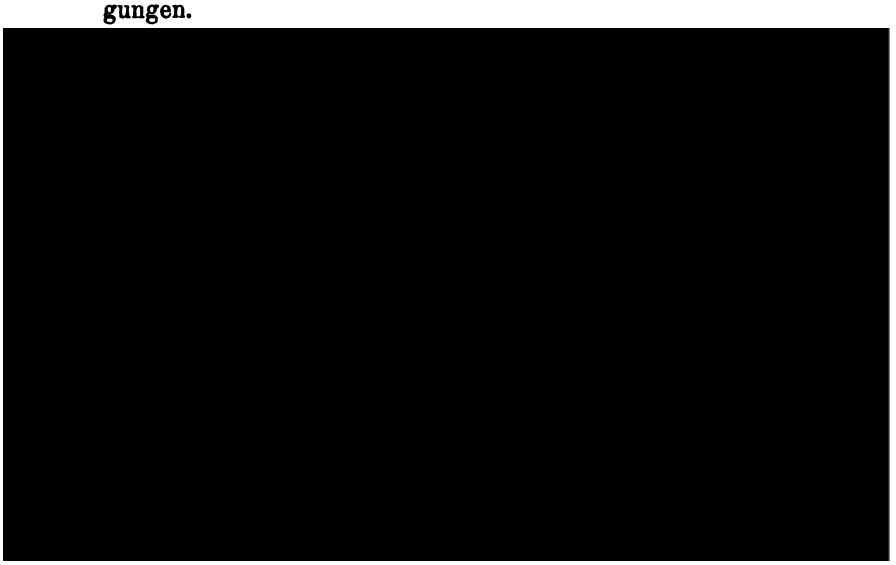
ϱ den Radius dieser Condensatorplatten,

a ihren gegenseitigen Abstand,

l den Abstand der festen Brücke vom Condensator, in Centimetern gemessen,

$\lambda_g/2$ die halbe Wellenlänge der Grundschwingung, in Centimetern gemessen,

$\lambda_1/2$, $\lambda_2/2$ etc. die halben Wellenlängen der Oberschwingungen.



Werthe ist allerdings kein grosses Gewicht beizulegen, besonders wegen Ungenauigkeit der Formel (6). Im Kopfe der Tabellen bedeutet C die aus Formel (1) und beobachtetem λ_g berechnete Capacität, während die eingeklammerte Zahl die aus Formel (6) geschätzte Capacität bezeichnet.

l	$\frac{\lambda_g}{2}$	$\frac{\lambda_1}{2}$	$\frac{\lambda_2}{2}$	$\frac{\lambda_3}{2}$	$\frac{\lambda_g}{\lambda_1}$	$\frac{\lambda_g}{\lambda_2}$	$\frac{\lambda_g}{\lambda_3}$
	$\varrho = 5$ cm. $a = 2$ cm. $C = 3{,}24\ (2{,}33)$ cm.						
100	321	102			3,14		
	(295)*	(90)			(3,44)		
150	427	138	77		3,33	5,55	
	(436)	(129)	(72)		(3,37)	(6,00)	
200	520	172	98	66 ?	3,02	5,30	7,87 ?
	(532)	(165)	(106)	(64)	(3,22)	(5,41)	(8,25)
250	616	195	121	(65)?	3,15	5,09	
	(625)	(202)	(116)		(3,13)	(5,30)	
	$\varrho = 5$ cm. $a = 4$ cm. $C = 1{,}83\ (1{,}41)$ cm.						
100	273	95			2,87		
	(256)*	(86)			(3,16)		
150	396	128			3,10		
	(368)	(119)			(3,09)		
200	484	163	97		2,97	5,00	
	(476)	(153)	(90)		(3,12)	5,26	
250	576	193	119	84 ?	2,98	4,85	6,85
	(569)	(184)	(112)	(73)?	(3,08)	5,07	7,35
	$\varrho = 2{,}5$ cm. $a = 2$ cm. $C = 2{,}13\ (0{,}70)$ cm.						
100	283	96			2,94		
	(230)*	(82)			(3,38)		
150	386	127			3,04		
	(368)	(121)			(3,03)		
200	474	161	99		2,94	4,75	
	(483)	(153)	(91)		(3,15)	(5,03)	

Ich habe nicht die Absicht, jene Resultate eingehend zu discutiren und ein zu grosses Gewicht auf den absoluten Werth der angegebenen Zahlen zu legen. Wie man sehr leicht ersehen kann, ist eine strenge Genauigkeit, besonders bei Berechnung und Ermittelung der Verhältnisse λ_g/λ_1, λ_g/λ_2 . . .

nicht zu erwarten, da eine kleine Aenderung von λ_0, b
von λ_1 . . . schon eine beträchtliche Aenderung der Verhä
nisse mitbringt. Trotzdem scheinen mir jene Versuche d
Kirchhoff'sche Theorie zu bestätigen, indem man nach d
Erfahrung und der Theorie übereinstimmend findet:

1. Die Reihe der Oberschwingungen ist im allgemein
keineswegs harmonisch.

2. Die Intervalle streben nach denjenigen der harm
nischen Reihe, *welche nur ungerade Glieder* enthält, wenn c
Capacität klein in Bezug auf die Länge l des Erregersyste
wird. In der That ergiebt ja auch die Formel (1) für se
kleine Werthe C. dass die Schwingungszahlen sich verhalt
müssen wie 1 : 3 : 5 etc. Zugleich ergeben sowohl die Formel
als auch die mitgetheilten Tabellen, dass bei kleinem C/l c
Wellenlängen nur wenig von C abhängen. Zur Bestimmu
von Capacitäten aus Wellenlängen muss man also praktis
das Verhältniss C/l möglichst gross wählen.

Vorläufig will ich mich auf diese Schlüsse beschränke
wenn ich auch einige andere Thatsachen beobachtete, a
deren Untersuchung ich später einzugehen gedenke.

Versuche mit Blondlot'schen Apparaten.

Ich habe zwei Blondlot'sche Apparate benutzt, der
grösserer nach der Originalangabe von Blondlot, der kleine
nach der Drude'schen Construction angeordnet war.

Mit Condensator am Erreger.

l	$\frac{\lambda_g}{2}$	$\frac{\lambda_1}{2}$	$\frac{\lambda_2}{2}$	$\frac{\lambda_g}{\lambda_1}$	$\frac{\lambda_g}{\lambda_2}$
100	341	186		1,82	
150	370	215		1,72	
200	386	238		1,62	
250	399	268	171	1,58	2,32
300	433	286	192	1,50	2,25

In dem ersten Falle nimmt das Verhältniss λ_g/λ_1 zunächst zu, wenn der Abstand a wächst, und scheint ein Maximum zu erreichen. Leider konnte ich aus Mangel an Raum den Abstand l nicht weiter als 300 cm führen. Dass ein Maximum wirklich vorhanden ist, wird sehr wahrscheinlich, wenn man die mit dem Condensator erhaltenen Resultate betrachtet; hier war die Oberschwingung nicht wahrnehmbar, wenn der Abstand l unter 100 cm lag; das Verhältniss λ_g/λ_1 aber nimmt schon bei wachsendem l ab.

Mit dem kleineren Apparate war es möglich, den Abstand l innerhalb einer viel grösseren Strecke in Bezug auf die Dimensionen des Erregers zu variiren. Ein Minimum ist ganz deutlich vorhanden.

II. Radius der Erregerkreise 2,5 cm.
Abstand der Drähte 2 cm. Ohne Condensator.

l	$\frac{\lambda_g}{2}$	$\frac{\lambda_1}{2}$	$\frac{\lambda_2}{2}$	$\frac{\lambda_3}{2}$	$\frac{\lambda_4}{2}$	$\frac{\lambda_g}{\lambda_1}$	$\frac{\lambda_g}{\lambda_2}$	$\frac{\lambda_g}{\lambda_3}$	$\frac{\lambda_g}{\lambda_4}$
3,5	38,9	21,9				1,78			
6,8	42,5	25,3				1,64			
12,5	48,2	28,7				1,68			
14,5	51,6	31,8				1,62			
24,5	58,4	33,1	29,0			1,66	2,78		
34,5	67,2	38,4	26,7			1,75	2,55		
44,5	78,3	42,7	30,3			1,83	2,58		
54,5	90,8	46,1	33,5	26,3	21,3	1,97	2,71	3,45	4,26
64,5	97,7	49,2	36,5	28,8	21,9	1,97	2,67	3,38	4,46

Es wird sehr schwierig sein, eine Theorie für die Blondlot'sche Anordnung zu geben. Meine Versuche bestätigen nicht, dass die Oberschwingungen zur Grundschwingung harmonisch sind, wie Drude als vorläufiges Resultat mitgetheilt hatte. — Sie ergeben auch wesentlich abweichende Resultate von denen Mazzotto's. Aus seinen Beobachtungen schliesst Mazzotto[1]), dass zwei Schwingungen in einem Lecher'schen Drahtsysteme verlaufen, welche miteinander nicht in einfachen Verhältnisse stehen. Die Wellenlänge der einen lasse sich aus der Cohn'schen Formel ableiten, während es für die andere noch übrig bleibe, eine theoretische Formel zu erfinden. Er schreibt die letztere dem zwischen der Funkenstrecke und der ersten Brücke liegenden Theilsysteme zu.

Später[2]) erwähnte Mazzotto als experimentelles Ergebniss, dass die Wellenlängen der verschiedenen Schwingungen die gleichzeitig beobachtet werden, die ungeraden Glieder einer harmonischen Reihe bilden, das Ergebniss sollte aber von Abstande zwischen den primären Platten und der Funkenstrecke abhängen. Ich habe noch nicht direct diese Ansicht geprüft und ich kann nur betonen, dass meine Resultate sich erklären lassen, ohne dass der genannte Abstand wesentlichen Einfluss auf die Verhältnisse der einzelnen Schwingungszahlen hat.[3])

Mazzotto hat jüngst Beobachtungen der Oberschwingungen bei Blondlot'schen Apparaten veröffentlicht[4]), welche

l	$\frac{\lambda_g}{\lambda_1}$	
50	1,88	(1,60)
100	1,72	(1,66)
150	1,57	(1,73)
200	1,46	(1,73)

also mit wachsendem l abnehmende Werthe des Verhältnisses der Grundschwingung zu der Oberschwingung, während das Verhältniss bei meinen Versuchen für fast gleiche Wellenlängen der Grundschwingungen zunächst zunimmt und dann nahezu constant bleibt.

Wenn der Condensator vorhanden ist, so bestehen die Abweichungen wenigstens bei den absoluten Werthen, während der Verlauf der Aenderung der gleiche zu sein scheint.

l	$\frac{\lambda_g}{\lambda_1}$	
100	2,08	(1,82)
200	1,51	(1,62)

Was die zweite Oberschwingung betrifft, so ist es mir gelungen, dieselbe nur von $l = 200$ an mit Sicherheit zu beobachten und Mazzotto giebt deren Wellenlänge nur bis $l = 128$ cm.

Ein directer Vergleich (für gleiches l) meiner Resultate mit denen Mazzotto's kann also hinsichtlich der zweiten Oberschwingung nicht angestellt werden; aber Uebereinstimmung ist jedenfalls auch hier nicht vorhanden, da das von mir gefundene Verhältniss $\lambda_g : \lambda_2$ um 2,5 schwankt, während es nach Mazzotto den Werth 3, ja sogar 5 übersteigen würde.

Ob diese Differenzen durch Constructionsverschiedenheiten meines Erregers bez. Mazzotto's hervorgerufen sind, vermag ich nicht mit Sicherheit zu sagen, es erscheint mir aber unwahrscheinlich. Die von mir angewandte Methode zur Auffindung der Oberschwingungen ist so einfach und jedenfalls directer, als die Mazzotto's, sodass ich grosse Irrthümer meinerseits für unwahrscheinlich halte, zumal meine Resultate mit der Theorie in gutem Einklang stehen in den Fällen, bei denen man sie mit ihr vergleichen kann (bei der Lecher'schen Anordnung).

Wie bei der Lecher'schen Anordnung, so nimmt auch bei der Blondlot'schen Anordnung die Zahl der wahrnehm-

baren Oberschwingungen mit wachsendem Abstand l der ersten Brücke von der secundären Platte zu. Es ist jedenfalls interessant, dass man bei $l = 65$ cm vier Oberschwingungen beobachten konnte. Die Intensität derselben wächst ebenso mit l und bei dem grösseren Apparat war die erste Oberschwingung ebenso stark wie die Grundschwingung, wenn l 200 cm betrug.

Es ist nicht sehr leicht, die Stärke der Schwingungen mittels der Zehnder'schen Röhre zu beurtheilen, um so mehr, als man weit von derselben stehen muss, um die zweite Brücke verschieben zu können. Deswegen werde ich eine besondere Untersuchung der Intensität durch die bolometrische Methode ausführen.

Paris, Januar 1898.

Zusatz von P. Drude. Kürzlich hat Eckström[1]) in einer Arbeit über electrische Schwingungen ausgesprochen, dass die Resultate meiner Versuche[2]) über Oberschwingungen, auf denen auch die vorstehende Arbeit basirt ist, eventuell auf Täuschung beruhen könnten. Ich vermuthe, dass Eckström die vollständige Theorie[3]) dieser Versuche nicht gekannt hat. Aus der dort entwickelten theoretischen Behandlung geht die Nothwendigkeit der Erklärung jener Versuchsresultate durch wirklich vorhandene Oberschwingungen des Erregers hervor. Ausserdem werden die Vermuthungsgründe von Eckström dadurch hinfällig, weil auch die beim Blondlot'schen Erreger gefundenen Oberschwingungen nicht genau

sich für eine zweite Brücke B_2 in folgenden Distanzen d von B_1 Resonanzlagen

$$d_1 = 67, \quad d_2 = 36, \quad d_3 = 23{,}5, \quad d_4 = 17{,}5 \text{ cm}.$$

Bildet man die Verhältnisse, so folgt

$$\frac{d_1}{d_2} = 1{,}86, \quad \frac{d_1}{d_3} = 2{,}85, \quad \frac{d_1}{d_4} = 3{,}43.$$

Würde man also die Brückendistanzen mit den verschiedenen $^1/_2\,\lambda$ identisch ansehen, so folgt schon, dass die Verhältnisse der Schwingungszahlen 1 : 2 : 3 : 4 nur annähernd, aber nicht genau, erreicht werden. Die Brückendistanzen sind aber kleiner als $^1/_2\,\lambda$; dadurch weichen die Verhältnisse der Schwingungszahlen noch mehr von der harmonischen Reihe ab. Addirt man, was nahezu richtig ist, zu jeder Brückendistanz d noch die Brückenlänge (2 cm), um $^1/_2\,\lambda$ zu erhalten, so ergeben sich folgende Verhältnisse der drei Oberschwingungen λ_1, λ_2, λ_3 zur Grundschwingung λ_g:

$$\frac{\lambda_g}{\lambda_1} = 1{,}81, \quad \frac{\lambda_g}{\lambda_2} = 2{,}70, \quad \frac{\lambda_g}{\lambda_3} = 3{,}54.$$

Schliesslich ergiebt auch die gute Uebereinstimmung der Lamotte'schen Zahlen mit der Theorie beim Lecher'schen System, dass die Methode keine Täuschung enthält, sondern die „objectiv" vorliegenden Obertöne ergiebt.

Die Methode hat übrigens ihr völliges Analogon in der Akustik, in der man durch Anwendung einer Reihe von Resonatoren eine Klanganalyse ausführt. Man hat hier nur die grössere Bequemlichkeit, anstatt einer Reihe von Resonatoren einen einzigen mit continuirlich zu ändernder Eigenschwingung anzuwenden, gerade als ob man in einem akustischen Resonator durch Wasserzufluss oder Abfluss seinen Grundton continuirlich verändern würde.

(Eingegangen 3. Februar 1898.)

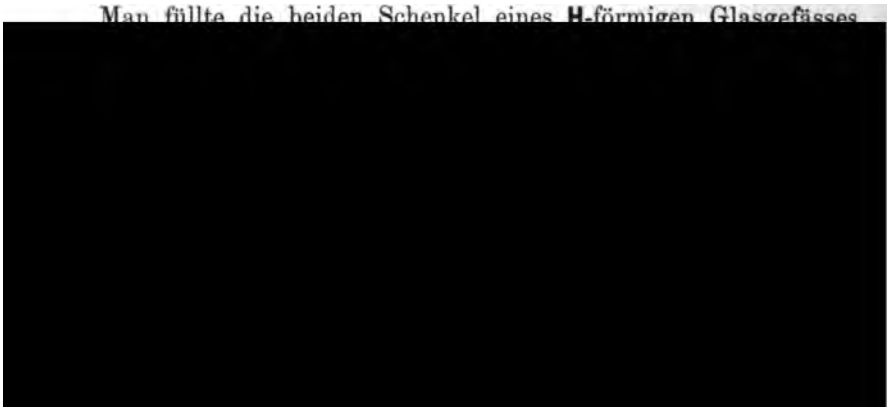
7. *Das electromotorische Verhalten von Cadmiumamalgam verschiedener Zusammensetzung; von W. Jaeger.*

(Mittheilung aus der Physik.-Techn. Reichsanstalt.)

Für den Gebrauch und die Herstellung von Cadmiumelementen ist es von Wichtigkeit, die Abhängigkeit ihrer Spannung von der Zusammensetzung des Amalgams zu kennen. Beim Zinkamalgam ist die Spannung bekanntlich in weiten Grenzen unabhängig von der Zusammensetzung desselben und erreicht schon bei einem geringen Gehalt an Zink die Spannung des reinen Metalles, sodass man für die Clarkelemente auch amalgamirte Zinkstäbe verwenden kann. Das Cadmium verhält sich hierin anders und es hatte den Anschein, als ob eine ganz bestimmte Zusammensetzung des Amalgams eingehalten werden müsste, wenn das Cadmiumelement eine genau definirte Spannung erhalten sollte. Wie aber eine nähere Untersuchung gezeigt hat, ist auch die Spannung des Cadmiumelementes in ziemlich weiten Grenzen von der Zusammensetzung des Amalgams unabhängig, während allerdings die Spannung des reinen Cadmiums eine wesentlich andere ist, als die des durchschnittlich anwendbaren Amalgams.

Zur Untersuchung gelangten Amalgame von 1 Proc. Cadmium an, die verdünnteren Amalgame boten für den vorliegenden Zweck kein Interesse und sind auch früher schon eingehend studirt worden. [1])

Die zur Messung angewandte Methode war sehr einfach. Man füllte die beiden Schenkel eines H-förmigen Glasgefässes



in der Reichsanstalt auch zur Vergleichung von Normalelementen angewandt wird und mit der man noch ein hundertstel Millivolt messen konnte (2 mm der Brücke entsprachen ungefähr diesem Betrag); für grössere Spannungen benutzte man einen Feussner'schen Compensationsapparat.

In dem einen Schenkel des H-förmigen Gefässes befand sich stets ein Amalgam von der Gewichtszusammensetzung Cd : Hg = 1 : 6, also 14,3 Proc. Cd, welches bisher immer zur Herstellung der Cadmiumelemente gedient hat [1]), in den anderen Schenkel war das zu untersuchende Amalgam eingefüllt.

Die Amalgame von etwa 5—15 Proc. Gehalt Cadmium zeigten sich als völlig gleich in Bezug auf die electromotorische Kraft und als unveränderlich bis auf ein hundertstel Millivolt. Sie wurden fast sämmtlich Anfang Juni vorigen Jahres zusammengesetzt und bis Ende November öfter verglichen.

Die Amalgame, welche mehr als 15 Proc. Cadmium enthalten, erwiesen sich als unbeständig; ihre electromotorische Kraft wächst allmählich nach der Seite des reinen Cadmiums hin und erreicht schliesslich eine bestimmte Grenze. Die folgende Tab. I, sowie die Curve, welche die Amalgame von 2—20 Proc. enthält, giebt die Zusammenstellung der Beobachtungen.

Tabelle I.

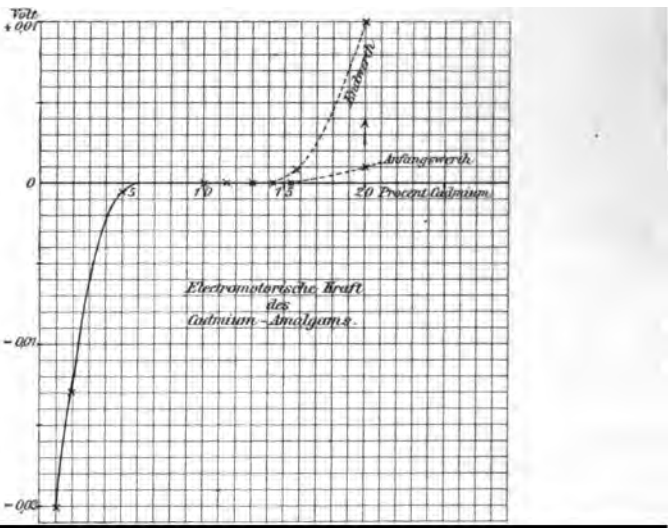
Zusammensetzung des Amalgams		Electromotorische Kraft gegen das Amalgam von 14,3 % Cd. Volt	
% Cd	Cd : Hg		
1	1 : 100	−0,021	
2	2 : 100	−0,013	
5	5,3 : 100	fast 0	(bis auf Hundertel Millivolt)
10	11,1 : 100	0	
11,4	12,9 : 100	0	
13,0	15,0 : 100	0	
14,3	16,7 : 100 = 1 : 6	0	
15,4	18,2 : 100 = 1 : 5½	0 bis +0,001	ansteigend
20,0	25,0 : 100	+0,001 bis +0,011	
Cd amalg.		0 bis ca. +0,044	
Cd rein		+0,051	

1) Vgl. z. B. Wied. Ann. 59. p. 575. 1896.

Die Spannung des reinen Cadmiums liegt also noch etwa 50 Millivolt über dem horizontalen Zweig der Curve, während beim Zink zwischen dem reinen Metall und Amalgam von dieser Concentration kein Unterschied besteht.

Das Amalgam von 15,4 Proc. hat direct nach dem Zusammensetzen die electromotorische Kraft des horizontalen Zweiges, steigt aber innerhalb 1—2 Tagen um ca. 1 Millivolt und bleibt dann bei diesem Betrag stehen. [1])

Das Amalgam von 20 Proc. Cd war im Anfang nur ein Millivolt höher, als der horizontale Zweig, stieg aber all-



aus diesem Grunde nicht gut für Elemente anwendbar ist, während das 10 proc. Amalgam fast ganz flüssig ist; die praktisch für Elemente anwendbaren Amalgame fallen also in den horizontal verlaufenden Theil der Curve und die electromotorische Kraft des Cadmiumelementes ist bei Anwendung dieser Amalgame von der Zusammensetzung derselben unabhängig.

Interessant ist das Verhalten eines amalgamirten Cadmiumstabes. Direct nach dem Amalgamiren liegt seine Spannung auf dem horizontalen Theil der Curve oder auch noch einige Zehntel Millivolt darunter. Doch verändert sich die Spannung sehr rasch nach dem reinen Cadmium hin, indem wahrscheinlich das Quecksilber nach innen diffundirt. Die electromotorische Kraft erreicht schliesslich eine bestimmte Grenze, bleibt aber etwa 10 Millivolt unterhalb derjenigen des reinen Cadmiums. [1]) Nach einer neuen Amalgamirung vollzieht sich derselbe Process nochmals. Die Geschwindigkeit, mit der die Aenderung der Spannung vor sich geht, zeigt die folgende Tab. II.

Tabelle II.

15,4 %.

Datum	Tageszeit	Electromot. Kraft
10./7. 1897	—	zusammengesetzt
10./7. 1897	2^h	+ 0,8 Millivolt
10./7. 1897	3	+ 3,2 „
10./7. 1897	$3\ 15^m$	+ 4,7 „
12./7. 1897	—	+44,4 „
12./7. 1897	12	frisch amalgamirt
12./7. 1897	12 05	− 0,4 Millivolt
12./7. 1897	12 10	0 „
12./7. 1897	12 35	+ 0,4 „
12./7. 1897	3	+ 1,5 „
13./7. 1897	10	+38,7 „
15./7. 1897	2	+43,6 „
23./7. 1897	—	+41,8 „

lichen Amalgams (1 : 6) gegen reines und amalgamirtes Cadmium hat auch früher Hr. Feussner schon aufmerksam gemacht; doch ist darüber nichts veröffentlicht.

1) Hiermit stimmt auch die Angabe von Lindeck überein (l. c. p. 324).

Dies zeigt, dass im allgemeinen ein amalgamirtes M ein electrisch schlecht definirter Körper sein kann.

Aehnlich ist das Verhalten des 20 proc. Cadmiumamalg wie aus der folgenden Tab. III hervorgeht.

Tabelle III.

20 %.

Datum	Tageszeit	Electromot. Kraft
12./7. 1897	$1^h\ 25^m$	zusammengesetzt
12./7. 1897	1 30	+ 1,0 Millivolt
12./7. 1897	2 07	+ 4,9 „
13./7. 1897	10	+10,1 „
15./7. 1897	2	+11,5 „

Bei dem constanten Theil der Curve des Cadmiums gams spielt vielleicht eine bestimmte Verbindung zwis Cadmium und Quecksilber eine Rolle.

Für die Cadmiumelemente empfiehlt es sich, ein e verdünnteres Amalgam zu nehmen, als $^1/_6$, da dieses s nahe an der Umbiegung der Curve liegt. Bis jetzt haben allerdings daraus keine Unzuträglichkeiten ergeben.

Charlottenburg, Januar 1898.

(Eingegangen 2. Februar 1898.)

8. *Ueber die modernen Theorien der magneto-optischen Erscheinungen am Eisen, Nickel und Kobalt; von D. A. Goldhammer.*

In den letzten fünf Jahren hat man vielfach versucht, eine Theorie der genannten Erscheinungen zu geben. So mittelst der electrischen Theorien des Verfassers [1]) und dieser von Drude [2]), Wind [3]) und Leathem [4]), obgleich bis jetzt die Frage noch nicht gelöst zu sein scheint, welche dieser Theorien den Beobachtungen sich besser anpasst. So meint Leathem, dass seine Theorie mehr zu leisten vermag, als diejenige von Drude und mir [5]), so glaubt auch Drude [6]) in meinen Gleichungen einige Abweichungen von den seinigen zu finden. Ich habe schon im Jahre 1892 [7]) behauptet, dass meine Gleichungen und Grenzbedingungen mit denen von Drude vollkommen übereinstimmen würden, falls die magnetooptische Konstante b in den beiden Theorien dieselbe wäre; nun war das damals nicht der Fall, da b nach Drude reell, bei mir aber complex sein sollte. Später hat Drude seine Theorie erweitert [8]), indem auch er ein complexes b eingeführt hat.

Somit sollten jetzt die beiden Theorien zu denselben Resultaten führen; in der That stimmt dem jetzt grösstentheils auch Drude bei und nur in Betreff der von Wind vorausgesagten und von Zeeman untersuchten Erscheinung meint Drude in meinen Gleichungen ein anderes Vorzeichen von b_2 zu sehen, als dies bei seiner Theorie der Fall ist.

1) D. A. Goldhammer, Wied. Ann. **46.** p. 71. 1892.
2) P. Drude, Wied. Ann. **46.** p. 353. 1892.
3) C. H. Wind, Versl. d. Afd. natuurk. d. Kon. Akad. te Amsterdam, 29. Sept. 1894, p. 89; Wied. Beibl. **21.** p. 253. 1897.
4) J. G. Leathem, Phil. Trans. Roy. Soc. London **190.** p. 89. 1897.
5) l. c. p. 127.
6) P. Drude, Wied. Ann. **62.** p. 691. 1897.
7) D. A. Goldhammer, Wied. Ann. **47.** p. 345. 1892.
8) P. Drude, Wied. Ann. **52.** p. 496. 1894.

Um diesen letzten Einwand gegen meine Theorie seitigen, will ich meine Gleichungen mit denjenigen von Le direct vergleichen.

Wie ich, nimmt Leathem diejenigen Maxwe Gleichungen, welche die Constanten des Mediums ni halten, unverändert an; nur zwischen den Componenten d tromotorischen Kraft (P, Q, R) und denjenigen des Ge stromes (u, v, w) werden Beziehungen in einer erweiterte aufgestellt.

Besteht nun für ein isotropes magnetisch-inactives die Beziehung $u = (1/H)P$ etc.,

$$\frac{1}{H} = \sigma + \frac{K}{4\pi C^2}\frac{\partial}{\partial t},$$

also H eine complexe Constante bedeutet, so nimmt Le für ein magnetisch-actives Medium

$$\frac{P}{H} = u - H\eta_3 v + H\eta_2 w,$$

$$\frac{Q}{H} = v - H\eta_1 w + H\eta_3 u,$$

$$\frac{R}{H} = w - H\eta_2 u + H\eta_1 v,$$

worin

$$(\eta_1, \eta_2, \eta_3) = C_0 e^{ix}(\alpha_0, \beta_0, \gamma_0),$$

C_0, x zwei reelle Constanten, α_0, β_0, γ_0 Componen Magnetisirung bedeuten.

Für periodische Schwingungen des Lichtvecto

und dabei sind alle Grössen *electromagnetisch* gemessen, also auch H; $H\eta$ ist dabei reine Zahl. Wollen wir alle Grössen *electrostatisch* messen, so wird

$$C^2\frac{\partial P}{\partial t} = p\,i\,Hu - H^2\eta_3\frac{\partial v}{\partial t} + H^2\eta_2\frac{\partial w}{\partial t},$$

$$C^2\frac{\partial Q}{\partial t} = p\,i\,Hv - H^2\eta_1\frac{\partial w}{\partial t} + H^2\eta_3\frac{\partial u}{\partial t},$$

$$C^2\frac{\partial R}{\partial t} = p\,i\,Hw - H^2\eta_2\frac{\partial u}{\partial t} + H^2\eta_1\frac{\partial v}{\partial t}.$$

Nun lauten meine Gleichungen in den electrostatischen Einheiten[1]):

$$\frac{\partial P}{\partial t} = \frac{4\pi}{D + i\frac{2T}{\varkappa}}u + \mu_3\frac{\partial v}{\partial t} - \mu_2\frac{\partial w}{\partial t},$$

$$\frac{\partial Q}{\partial t} = \frac{4\pi}{D + i\frac{2T}{\varkappa}}v + \mu_1\frac{\partial w}{\partial t} - \mu_3\frac{\partial u}{\partial t},$$

$$\frac{\partial R}{\partial t} = \frac{4\pi}{D + i\frac{2T}{\varkappa}}w + \mu_2\frac{\partial u}{\partial t} - \mu_1\frac{\partial v}{\partial t},$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{2\pi}{T}iu \text{ etc.},$$

woraus leicht zu ersehen ist, dass die beiden Systeme vollkommen zusammenfallen, falls die Beziehungen bestehen:

$$ip = -\frac{2\pi i}{T}, \quad p\,i\,H = \frac{4\pi C^2}{D + i\frac{2T}{\varkappa}},$$

$$-H^2\eta_1 = \mu_1 C^2, \quad -H^2\eta_2 = \mu_2 C^2, \quad -H^2\eta_3 = \mu_3 C^2,$$

oder

$$\frac{1}{H} = -\frac{iD}{2TC^2} + \frac{1}{\varkappa C^2}, \quad \frac{1}{H} = \frac{1}{\varkappa C^2} + \frac{D}{4\pi C^2}\frac{\partial}{\partial t}.$$

Diese letzte symbolische Gleichung stimmt offenbar mit der Leathem'schen

$$\frac{1}{H} = \sigma + \frac{K}{4\pi C^2}\frac{\partial}{\partial t}$$

überein und es folgt daraus

$$(\eta_1, \eta_2, \eta_3) = -\frac{C^2}{H^2}(\mu_1, \mu_2, \mu_3).$$

1) D. A. Goldhammer, Wied. Ann. **46.** p. 72 u. 76. 1892.

Weiter habe ich angenommen[1])

$$(\mu_1, \mu_2, \mu_3) = p\, e^{-i\delta}\, (\mathfrak{J}_x, \mathfrak{J}_y, \mathfrak{J}_z),$$

worin $\mathfrak{J}_x$, $\mathfrak{J}_y$, $\mathfrak{J}_z$ die Componenten der Magnetisirung bedeuten, also

$$(\mathfrak{J}_x, \mathfrak{J}_y, \mathfrak{J}_z) = (\alpha_0, \beta_0, \gamma_0),$$

sodass

$$C_0\, e^{ix} = -\frac{C^2}{H^2}\, p\, e^{-i\delta}.$$

Daraus ist klar, dass die beiden Systeme sich nur durch verschiedene Bezeichnung der Constanten unterscheiden.

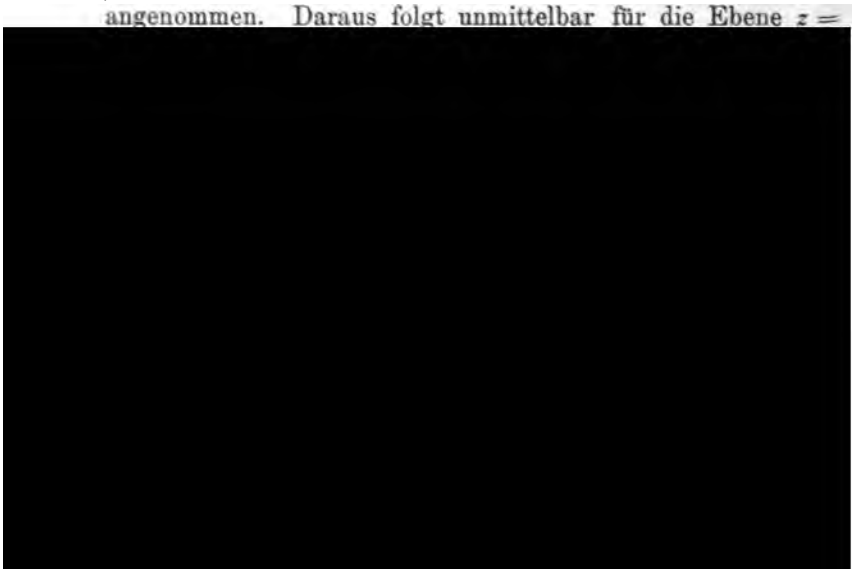
Was nun die Grenzbedingungen anbetrifft, so nimmt Leathem in der Grenzebene $z = 0$, die Continuität von P, Q und aller drei Componenten der magnetischen Kraft (= der Magnetisirung, magnetischen Induction, da die Magnetisirungsconstante = 1 gesetzt wird.)

Bei mir ist gesetzt

$$P = -\frac{\partial f}{\partial x} - \frac{1}{\mathfrak{B}_0^2}\frac{\partial U}{\partial t} \text{ etc.}$$

$$\mathfrak{L} = \frac{1}{\mathfrak{B}_0}\left(\frac{\partial W}{\partial y} - \frac{\partial V}{\partial z}\right) \text{ etc.},$$

worin $\mathfrak{L}$, $\mathfrak{M}$, $\mathfrak{N}$ die Componenten der magnetischen Kraft bedeuten. Als Grenzbedingungen habe ich die Continuität von f, U, V, W und aller ersten Differentialquotienten von U, V, W angenommen. Daraus folgt unmittelbar für die Ebene $z =$



Was nun die Theorie von Wind anbetrifft, so blieb mir leider bis jetzt seine letzte Abhandlung unzugänglich; aber in der ersten oben citirten Arbeit vergleicht Wind seine Formeln mit den meinigen und findet dabei eine vollkommene Uebereinstimmung. [1])

Daraus ist zu schliessen, dass alle vier Theorien der magnetisch-optischen Erscheinungen sich gleich gut den Beobachtungen anpassen.

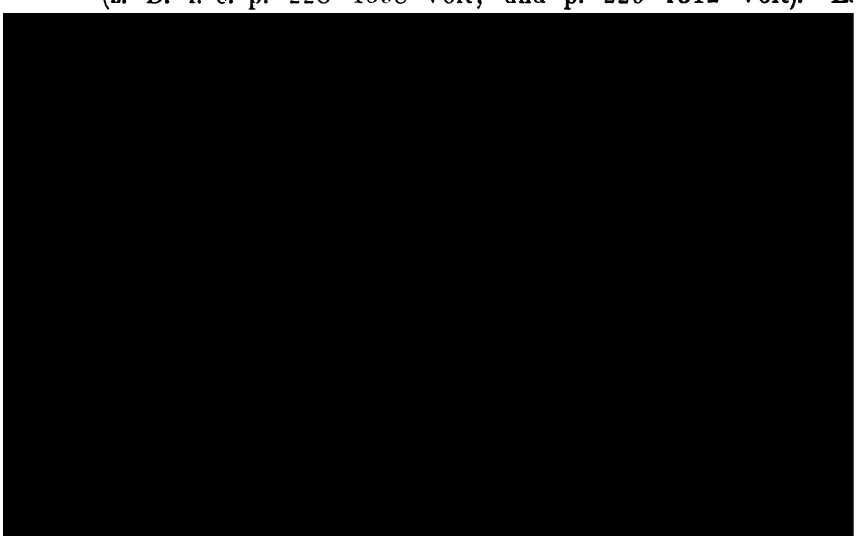
Kasan, im December 1897.

1) *Anm. bei der Correctur.* Dasselbe wiederholt Wind auch in seiner letzten grossen Abhandlung in Arch. Néerl (2) **1.** p. 191—182. 1897

(Eingegangen 22. Januar 1898.)

9. *Ueber Verzögerung bei Spitzenentladung;* *von K. Wesendonck.*

Bei Gelegenheit einer Untersuchung[1]) über die Potentiale bei denen die Entladung aus einer vergoldeten Nadelspitze in Wasserstoff beginnt, war die Ansicht ausgesprochen worden *es könnten Verzögerungen (im Sinne des Hrn. Warburg)*[2]) *die beobachteten Werthe in erheblichem Maasse beeinflusst haben.*[3] Es sei daher wohl möglich, dass die Resultate anders ausgefallen wären, wenn man nicht nur mit langsam steigender Spannung den Beginn des Ausströmens zu erreichen gesucht sondern gewisse Potentiale eine Zeit lang hätte anhalten lassen Die betreffende Spitze befand sich in einem fast völlig verschlossenen Metallgefäss (Fig. 1, l. c. p. 212), also ganz im Dunkeln, es hatte sich gezeigt, dass obwohl die Leitfähigkeit des Wasserstoffs für negative Electricität eine relativ sehr grosse war, dennoch häufig die negativen Entladungspotentiale abnorm hoch ausfielen. Diese rückten nicht nur oft nahe an die positiven heran, sondern übertrafen dieselben sogar nicht selten. Andererseits aber strömte die negative Ladung auch zu Zeiten bei Potentialen aus, deren Werthe erheblich kleiner waren als diejenigen, welche bei positiver Electrisirung vorkamen (z. B. l. c. p. 228 1398 Volt, und p. 229 1312 Volt). Es



nung beliebig zu verlangsamen, sondern auch dieselbe längere Zeit durch geeignetes Drehen der Influenzmaschine innerhalb enger Grenzen (ca. 50 Volt) constant zu erhalten. Das Thomson'sche Electrometer, weil nach den früheren Auseinandersetzungen (l. c. p. 218) hierbei nur geringe Genauigkeit gewährend, wurde ausgeschaltet und die Werthe des Potentiales am Braun'schen Electrometer durch Abschätzung der zwischen den angezeigten je fünf Hundertern gelegenen Ablenkungen des Zeigers gewonnen. Ist das auch nicht ganz correct, so genügt es doch für den vorliegenden Zweck, nämlich zu sehen, wie weit sich die Verzögerungen vermeiden liessen. Der verwendete Apparat war sonst wesentlich derselbe wie der l. c. beschriebene, nur waren die Waschflüssigkeiten erneuert und diente zur Wasserstoffentwickelung ein Kipp'scher Apparat, da geringe Mengen vorhandener Luft nach dem l. c. p. 230 Bemerkten nicht zu fürchten waren.[1]) Der Gasdruck wurde ebenfalls wieder annähernd so hergestellt, wie bei den früheren Beobachtungen. Es zeigten sich nun sofort auch wieder die auffallend hohen Werthe des negativen Entladungspotentiales sowohl wenn man die Spannung (unter Einschaltung von nur Draht in die Zuleitung zur Influenzmaschine) relativ schnell anwachsen liess, als auch bei Anwendung von Draht und Band (l. c. p. 218) also unter langsamer Zunahme des Potentiales. *Im ersteren Falle gelangt man zu besonders hohen Werthen, indess mit Ausnahmen z. B. ergaben sich für negativ*[2]) 1800, 2200, 1800, 1800, 1900, 2000, 2100 aber auch 1550, positiv dagegen wiederholt 1600. Mit Draht und Band fand sich z. B. bei 1800, 1750, 1700, 1750, etwas über 1500, 1550, gegen 1600, 1500, 1800; *positiv* eben über 1500, 1600, 1550 eben über 1500. Dabei werden manchmal die Entladungspotentiale (wie bereits

1) Dies bestätigten die neueren Versuche durchaus; als in einem Falle noch Luft im Entladegefäss in recht merklicher Menge vorhanden, begann das negative Ausströmen bei 1400 Volt, aber ohne Stoss. Bei fortgesetzter Thätigkeit der Influenzmaschine steigt alsdann die Spannung langsam weiter, während die Stromstärke stetig wächst, der explosionsartige Charakter des Ausströmens fehlt hierbei.

2) Die im Texte stehenden Angaben sind wie früher (l. c.) direct am Braun'schen Electrometer abgelesenen, wie mir Hr. Mechaniker Albrecht in Tübingen mittheilt, sind diese nach den Aichungen von Prof. Oberbeck mit 1,16 zu multipliciren.

bemerkt l. c. p. 220) erreicht, ohne dass Zuckungen vorhergehe andere Male treten solche auf ohne besonderen Grund, z. 1700 Entladung ohne alle merklichen Zuckungen vorher, e ander Mal bei 1500 Zuckungen, aber erst bei 1700 Entladun ferner vor 1500 Zuckungen etwas über 1500 Entladung. Solch Zucken kann bei verhältnissmässig recht niederen Werthen si zeigen (l. c. p. 228 1238 Volt), *andererseits auch so stark se dass es richtige Entladung vortäuscht*, besonders wenn man z Schonung der Nadelspitze dem ganzen System die Electricit entzieht, sobald man glaubt. dass wahre Entladung eingetrete (l. c. p 221.) Damit eine solche vorliege, scheint mir folgend der Fall sein zu müssen. Wenn das Galvanometer einen Au schlag gegeben, darf bei fortgesetzter Thätigkeit der Influen maschine die Spannung keinesfalls zunehmen, ohne dass d Galvanometer einen dauernden Strom anzeigt. Bei Zuckung bemerkt man am Zeiger des Braun'schen Electrometers e weder nichts, oder wenn eine Aenderung der Bewegung si offenbart, so verschwindet doch der Galvanometerausschl wieder, obwohl das Potential weiter wächst. Bei eingetrete positiver Entladung gelingt es meist leicht durch schnelle Drehen der Influenzmaschine den Electrometerzeiger zum w teren Ansteigen zu bringen, wobei die Stromstärke langsam nimmt (vgl. l. c. p. 220). Bei den mehr explosionsartig s zeigenden negativen Entladungen ist unter den gegebe Umständen ein weiteres Zunehmen der Spannung nicht zu reichen (auch nicht bei nur Draht); bleibt die Influenzmasch

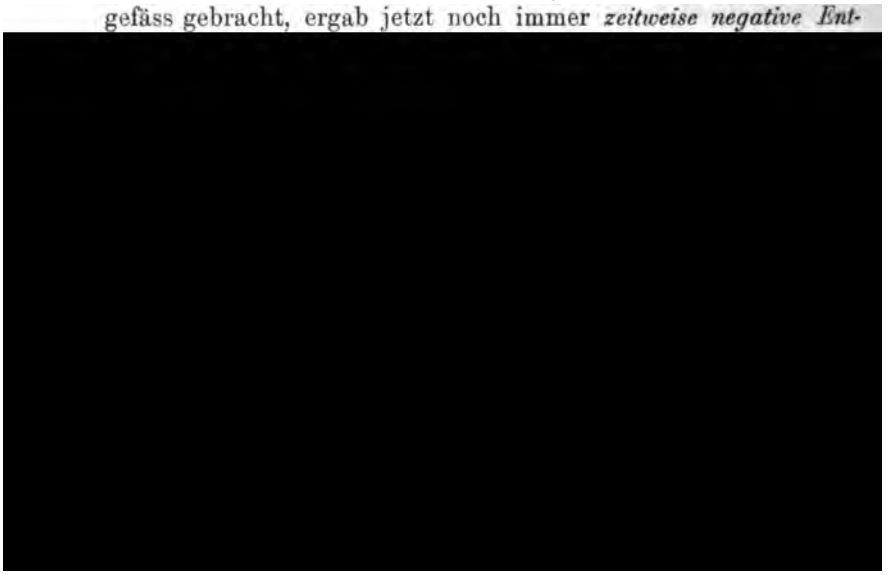
1500 war stets nur Zucken zu erhalten, unter 1400 gar nichts mehr, *aber die auffallend hohen Werthe fanden sich nicht wieder ein.* Bei positiver Electricität, die bei 1500 wiederholt früher mit Draht und Band Entladung gegeben, gelang es nicht den Werth durch längeres Anhalten eines bestimmten Potentiales herabzudrücken; schon gleich unter 1500 zeigten sich während 5 Min. nicht einmal Zuckung.

Vor Anstellung dieser Versuche war in dem gekrümmten Röhrentheil, welcher *h h* (Fig. 1, l. c.) mit dem durch Quecksilber gedichteten Hahn verbindet, ein Tropfen Hg gerathen. Die Goldnadel erwies sich infolge dessen als amalgamirt. Ich wiederholte daher einige Versuche mit einer *Stahlnadel* derselben Sorte wie die vergoldete. *Jetzt traten die hohen Werthe auch bei nur Draht sehr zurück*, vereinzelt finden sich negativ 1600, 1700, 1550, positiv dafür aber auch 1800, 1850, 1900, 1600, meist sind aber die Potentiale niedriger. Negativ entladet gewöhnlich zwischen 1400—1500, positiv 1450—1500. Diese zuletzt angegebenen Werthe finden sich auch bei Draht und Band am häufigsten, die hohen Spannungen fehlen bei beiden Vorzeichen, negativ entladet vereinzelt schon bei 1300, aber auch 1550 kommt vor, höher geht der Zeiger des Electrometers auch bei positiv nicht. Bei längerem Anhalten eines bestimmten Potentiales ergaben sich Entladungen negativ doch nur um 1400 herum, bei 1300 nur Zucken, positiv um 1450 richtiges Ausströmnn, bei 1400 nur Zucken. Man sieht, es kommen auch bei langsamem Laden noch negative Entladungspotentiale vor, die höher sind als positive unter anscheinend gleichen Verhältnissen erhaltene, *aber das anomale Verhalten, wenn man so sagen darf, ist doch sehr reducirt.*

Der Unterschied zwischen der amalgamirten und der stählernen Nadel, der sich auf diese Weise kund that, veranlasste Verfasser einige Zeit später noch einmal ähnliche Versuche anzustellen, aber jetzt mit einem Apparate, bei dem alles Quecksilber vermieden war. Bei Abschluss[1]) der früher beschriebenen Untersuchungen hatte die Nadel allerdings ihr goldfarbenes Aussehen bewahrt, aber bei der dort benutzten Einrichtung war doch nicht ausgeschlossen, dass geringe Mengen Queck-

1) Wesendonck, Wied. Ann. 60. p. 209—230. 1897.

silberdampf sich dem Wasserstoff beimischten, und vielleicht einen gewissen Einfluss ausübten. Es wurden daher die meisten Schliffe entfernt, indem man Glastheile zusammenschmolz, die Waschgefässe aber durch Abschmelzen verschloss, die übrigbleibenden Hähne und Schliffe mit Fett dichtete. Dieses erwies sich indessen, auch wenn bei Evacuation völlig luftdicht befunden, bei Wasserstofffüllung als wenig zuverlässig; es wurde daher die Einrichtung getroffen, dass ein langsamer Gasstrom beständig das Waschsystem und Entladungsgefäss durchsetzte. Dazu steckte man durch den Stahlconus *K* (l. c. Fig. 1) eine bis zum Grunde des Gefässes *A B C D E* reichende Glasröhre, die oben einen Hahn trug und durch Gummischlauch mit dem früher erwähnten Schwefelsäureventil (l. c. p. 223) communicirte. Eine geeignet über *K* und die Röhre geschobene Gummikappe gestattete die nöthige Dichtung, und zugleich die Röhre bei Entladungsversuchen soweit heraufzuziehen[1]), dass das untere Ende in den Conus *K* hineinzuliegen kam. Die am Ende befindlichen Hähne liessen die Geschwindigkeit nach Bedarf reguliren. Man war so allerdings von dem Barometerstande einigermaassen abhängig, aber es sollten ja auch nur kurz nacheinander angestellte Messungen verglichen werden, die Temperatur in dem Arbeitsraume liess sich während der Versuche bis auf einen Grad constant halten. Eine neue vergoldete Nadel derselben Sorte, wie die früher verwendete, in das innen frisch ausgeschmirgelte Entladungsgefäss gebracht, ergab jetzt noch immer *zeitweise negative Ent-*



wise Unterschiede in den Entladungspotentialen bestehen bei positiv von 1400—1600 ca., bei negativ von 1300—1650 ca., und zwar, wenn man Werthe derselben Versuchsreihe miteinander vergleicht. Selbst durch längeres Anhalten der Spannung sind diese Differenzen nicht ganz zu beseitigen, wie deutlich folgendes Beispiel zeigt. Negatives Potential auf 1300 andauernd während 5 Minuten giebt nur Zucken, ganz langsames weiteres Steigen lässt bei 1350 ca. Entladung eintreten, jetzt wird wieder 5 Minuten bei 1300 gehalten, wobei nicht einmal Zucken sich zeigt, bei ganz langsamem Ansteigen erfolgt jetzt nichts, bis über 1500 erst richtige Entladung. Als zusammengehörige Hauptwerthe, wenn ich so sagen darf, dürften negativ 1350 bis 1500 und positiv 1450—1500 anzusehen sein, *die Entladungspotentiale für beide Electricitäten in Wasserstoff bleiben also auch nach diesen Untersuchungen relativ einander nahe gelegen* (l. c. p. 212). Eine besondere Ursache für die hohen Werthe ist auch hierbei nicht ersichtlich geworden, die allerersten Entladungen z. B. verschiedener Versuchsreihen traten bald bei hoher (1650, 1700), bald bei niedriger Spannung (1350) ein. Man hat vielmehr den Eindruck, als ob durch Ausströmen bei niedrigem Potentiale die leicht ablösbaren Theilchen fortgeschleudert würden[1]), dann hohe Potentiale nöthig sind, bis wieder eine genügende Auflockerung der superficiellen Theilchen stattgefunden etc., es überhaupt davon abhänge, ob solche lose Partikel vorhanden sind oder nicht, wann die Entladung eintreten kann. Die höchsten Spannungen (aber niedere oder mittlere sind bei diesen Beobachtungen gar nicht selten) wurden wieder bei schnellem Laden (nur Draht) erhalten, die grössten Werthe waren aber positive. Was oben über Zucken und wiederholte Entladungen angegeben worden, gilt auch hier, ebenso möchte ich noch bemerken, dass wie früher hohe Potentiale besonders starke Bewegungen des Galvanometers zur Folge hatten.

Nunmehr wurde in die Zuleitung des Wasserstoffs zum Entladegefässe etwas Quecksilber gebracht[2]), dessen Dampf nun allmählich sich in jenem verbreitete. *Nach einigen Tagen*

1) Vgl. Wesendonck, Wied. Ann. **39.** p. 616. 1898.

2) Man goss auf den Hahn vor dem Conus *H* etwas Quecksilber und lüftete ihn dann ein wenig.

zeigte sich deutlich eine Wirkung in dem Sinne, relativ hohe negative Potentiale für den Beginn des eigentlichen Ausströmens z begünstigen, 1950 Volt wurden sogar erreicht, während die positiven Werthe wieder häufig hinter den entsprechenden negativen zurück blieben, aber auch verhältnissmässig hoch lagen. Ferner, was früher nicht beachtet worden, zeigte sich öfters nach einer ersten positiven Entladung, z. B. bei 1600, eine zweite höhere (bis gegen 1900 z. B.) auftritt. Dabei hatte *die Nadel ihre goldgelbe Farbe bewahrt,* trotzdem aber machte sich die Anwesenheit des Quecksilberdampfes bemerkbar. Ein sprechendes Beispiel dafür, wie weit scheinbar ganz unbedeutende Umstände die Entladungsbedingungen zu beinflussen vermögen. Jedenfalls erscheint es für die Zukunft wünschenswerth bei Bestimmungen über die Potentiale, welche Ausströmen der Electricität einleiten, solche längere Zeit anhalten zu lassen auf bestimmten Werthen, da wohl nur hierdurch der so störende Einfluss starker Verzögerungen verhindert wird.

Berlin, den 8. März 1898.

(Eingegangen 9. März 1898.)

10. *Ueber electrische und magnetische Zerlegung der Kathodenstrahlung;* *von Josef Ritter von Geitler.*

(Aus den Sitzungsber. d. k. Akad. d. Wissensch. in Wien; math.-naturw. Klasse, Abth. II a, Bd. 107, 3. März 1898.)

Gelegentlich einer Untersuchung über Kathodenstrahlen stiess ich auf die im Folgenden beschriebenen Thatsachen, welche mir genügend selbständiges Interesse zu haben scheinen, um jetzt schon über dieselben zu berichten.

1. Zerlegung auf electrischem Wege.

A. Mit Hülfe eines Condensators.

Befindet sich im Wege eines Kathodenstrahlenbündels ein für die Strahlen undurchlässiger Körper, z. B. ein in das Entladungsrohr eingeschmolzener Draht, so wirft derselbe bekanntlich einen scharfen Schatten. Ertheilt man dem schattenwerfenden Drahte eine stationäre $\frac{\text{negative}}{\text{positive}}$ electrische Ladung, so $\frac{\text{verbreitert}}{\text{verengert}}$ sich der Schatten. Diese zum Theile schon bekannte Erscheinung ist erst neuerdings von Hrn. Majorana[1]) genauer studirt und durch die von G. Jaumann[2]) entdeckte electrostatische Ablenkung der Kathodenstrahlen erklärt worden.

Um dem schattenwerfenden Körper eine Ladung zu ertheilen, bediene man sich nun der Versuchsanordnung, welche aus Fig. 1 (vgl. nächste Seite) *ersichtlich ist.*

In einem cylindrischen Glasrohre von 30 cm Länge und 4 cm Durchmesser sind die drei Electroden A, K, K' mit Siegellack eingekittet. A, als Anode dienend, ist ein kurzer Aluminiumdraht von 2 mm Durchmesser, K, die Kathode, eine an einem Aluminiumdrahte befindliche kreisrunde Aluminiumplanscheibe von etwa 1 cm Durchmesser, deren Normale mit

1) Majorana, Nuovo Cimento, 1897 Aprile.

2) G. Jaumann, Sitzungsber. d. k. Akad. der Wissensch. zu Wien 105. Wied. Ann. 59. p. 252 1896.

der Rohraxe möglichst zusammenfällt; K', ein die Rohraxe senkrecht schneidender Aluminiumdraht, dient als Schattenwerfer. Das Entladungsrohr ist an eine automatische Sprengelpumpe angeschmolzen.

Ist das Vacuum ein genügend hohes, und A mit dem positiven, K mit dem negativen Pole eines grossen Ruhmkorff'schen Inductoriums R verbunden, so sieht man am Ende E der Röhre den scharfen Schatten von K' — etwa 0,5 cm breit — umgeben von dem hellen, durch die von K ausgehenden Kathodenstrahlen hervorgerufenen Fluorescenzlichte.

Verbindet man nun K mit K' durch einen Draht, so werden die von K gegen K' gehenden Strahlen so stark abgelenkt,

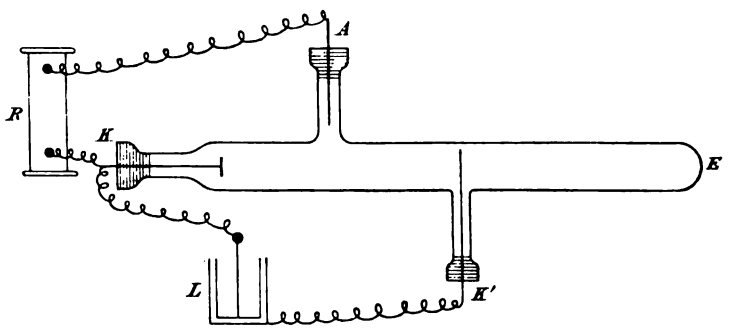


Fig. 1.

dass die Schattengrenze von E beiderseits bis auf etwa 2 cm

K' und *E* gelegenen Theile desselben *auf.*[1]) Die Lage des Streifensystems und der Raum, welchen dasselbe an der Rohrwand einnimmt, ändern sich mit den Versuchsbedingungen, wie aus dem Weiteren hervorgeht.

Denkt man sich die Rohraxe horizontal, *K'* vertical, so ist der Abstand der Streifen voneinander dort am grössten (z. B. 0,5 cm), wo sie eine durch die Rohraxe gelegte Horizontalebene schneiden, am kleinsten (z. B. 0,5 mm) dort, wo der Schnitt mit einer durch die Rohraxe gelegten Verticalebene erfolgt.

Bevor ich es versuche, eine Erklärung für das Auftreten dieser Streifen zu geben, sollen noch einige charakteristische Veränderungen der Erscheinung bei veränderten Versuchsbedingungen beschrieben werden.

Ersetzt man die Leydener Flasche *L* durch einen Condensator von grösserer Capacität, indem man z. B. der Flasche *L* noch eine oder mehrere gleich grosse Flaschen parallel schaltet, so rücken die Streifen immer näher aneinander, und werden in ihrer Gesammtheit um so mehr von der Richtung der Rohraxe abgestossen, je grösser die Capacität des Condensators wird. Verkleinert man hingegen die Capacität von *L*, z. B. dadurch, dass man an Stelle der einen Leydener Flasche zwei oder mehrere gleich grosse Flaschen hintereinander schaltet, so werden die Streifendistanzen grösser.

In einem speciellen Falle waren die Streifendistanzen, gemessen zwischen den convexesten Stellen bei Einschaltung von

3	Leydener Flaschen parallel, im Mittel	0,28	cm
2	„ „ „ „ „	0,38	„
1	„ Flasche, im Mittel	0,75	„
2	„ Flaschen hintereinander, im Mittel	1,3	„
3	„ „ „ „ „	2,2	„
4	„ „ „ „ „	2,5	„

Ausser von der Capacität der Leydener Flaschen hängt die Grösse der Streifenabstände deutlich von dem verwendeten Ruhmkorff'schen Inductorium ab.

1) Von dem gleichzeitig bei *K'* an der Glaswand auftretenden blauvioletten, sehr beweglichen Lichtballen soll hier nicht weiter die Rede sein.

Ganz dieselbe Streifenbildung, nur hinsichtlich der Gestalt der Streifen den geänderten geometrischen Verhältnissen entsprechend modificirt, ist in Entladungsröhren beliebiger Gestalt zu erhalten, wenn die Kathodenstrahlen auf ihrem Wege einen schattenwerfenden Metallkörper finden, welcher in der beschriebenen Weise mit der Kathode verbunden ist. Dabei ist es gleichgültig, ob der Schattenwerfer ein Draht, eine breitere oder schmälere Metallplatte oder ein Metallconus und dgl. ist. Die Erscheinung, dass der mehr oder weniger verbreiterte Schatten von einem Systeme grüner Streifen umsäumt ist, welche durch dunkle Stellen der Glaswand von einander getrennt werden, bleibt im wesentlichen dieselbe. Besonders schön sind die Streifen in kugelförmigen Recipienten ausgebildet, wenn der schattenwerfende Draht in die Richtung eines Kugeldurchmessers fällt, und die Kathodennormale den Draht im Kugelmittelpunkte senkrecht schneidet.

Versucht man auf Grund der bisher beschriebenen Experimente eine Deutung der Streifenbildung zu geben, so ist der nächstliegende Gedanke, welcher sich wegen der, besonders im Falle eines kugelförmigen Recipienten frappanten Aehnlichkeit des Streifensystems mit den bei optischen Versuchen auftretenden Beugungsstreifen, dem Beobachter aufdrängt, die Erscheinung für ein *Interferenzphänomen* zu halten, hervorgebracht durch die von der Kathode und dem Schattenwerfer ausgehenden Kathodenstrahlen, um so mehr, wenn man sich von vornherein auf dem Boden jener Theorien befindet, welche die Kathodenstrahlen als Wellen irgend welcher Art betrachten

Flaschen thatsächlich sind; und man bemerkt, wie aus den obigen Versuchen hervorgeht, dass die Distanz der Streifen sich deutlich ändert, wenn die für die Schwingungsdauer maassgebende Capacität der Flaschen verändert wird.

Der nächste Versuch, zu welchem ich auf Grund dieser Auffassung geführt wurde, war der folgende: Werden die Streifen wirklich durch eine Interferenz der von K und K' ausgehenden Strahlen hervorgerufen, so dürfen dieselben nicht auftreten, wenn K' verhindert wird, überhaupt Kathodenstrahlen in den Versuchsraum zu senden. Dies kann aber dadurch erreicht werden, dass K', wenigstens auf einen Theil seiner Länge, mit einer Glasröhre umhüllt wird. Thut man dies (der Versuch wurde in einem kugelförmigen Recipienten ausgeführt), so ist die Streifenbildung thatsächlich nur an jenem Theile der Schattengrenze zu bemerken, welche dem unbedeckten Drahte entspricht; an jenem Theile des Schattens, welcher von der glasumhüllten Strecke des Drahtes herrührte, war eine kleine Verbreiterung des Schattens, aber keine Streifenbildung wahrzunehmen.

Trotzdem scheint mir diese Auffassung der Erscheinung nicht stichhaltig zu sein. Einer der Hauptgründe, welche mich bewogen, die Interferenzhypothese zu verlassen, war der Erfolg des nachstehenden Versuches.

In einer Röhre von der aus Fig. 1 ersichtlichen Form sei die schattenwerfende Kathode K' in einem Schliffstücke eingekittet, welches gestattet, den Draht K' um seine eigene Axe zu drehen. An dem Drahte K' selbst befinde sich — mit Hülfe zweier Hartgummiklötzchen befestigt — eine rechteckige Glimmerplatte von etwa 0,5 mm Dicke, 0,5 cm Breite und etwa 3,5 cm Länge in einem Abstande von etwa 2 mm vom Drahte, symmetrisch zu demselben, ihre Fläche senkrecht zur kürzesten Verbindungslinie mit dem Drahte, die längeren Seiten parallel dem Drahte. Der Schliff ermöglicht es, den Draht sammt der Glimmerplatte zu drehen; während aber der Draht seine Lage im Rohre beibehält, kann auf diese Weise die Platte bald zwischen K und K', bald zwischen K' und E oder in beliebige dazwischenliegende Stellungen gebracht werden. Verwendet man die aus Fig. 1 ersichtliche Versuchsanordnung, und befindet sich die Glimmerplatte zwischen K und K' so,

dass ihre Normale mit der Rohraxe zusammenfällt, so treten die oben beschriebenen Streifen — wie früher — auf. In diesem Falle könnte man noch ganz gut an eine Interferenz der von K und K' ausgehenden Strahlen denken, welche ja beide in den zwischen K' und E gelegenen Theil des Rohres gelangen können. Dreht man aber nun den Schliff um 180°, so dass die Platte zwischen K' und E zu stehen kommt, so sind die Streifen immer noch vorhanden. Da aber unter diesen Verhältnissen Kathodenstrahlen von K' — wegen der Breite und Dicke des Glimmerschirmchens unmöglich in den zwischen K' und E gelegenen Raum treten können, kann die Erscheinung auch nicht durch Interferenz zwischen Strahlen von K und K' zu Stande kommen.[1])

Eine andere Auffassung über die Entstehung der Streifenbildung, welche mir mit den Thatsachen verträglich zu sein scheint, *möchte ich der Beschreibung jener Versuche vorausschicken, aus welchen ich dieselbe gewonnen habe.*

Der secundäre Kreis des Ruhmkorff'schen Apparates führt bekanntlich bei jeder Unterbrechung des Primärstromes eine gedämpfte, im wesentlichen sinusartig verlaufende electrische Schwingung aus. Infolge dessen werden die Pole des secundären Kreises und die mit denselben verbundenen Leiter (im vorliegenden Falle also die Electroden A, K und die eine Belegung von L) im Tempo der Ruhmkorffschwingung abwechselnd positiv und negativ electrisch geladen. Die Dämpfung der Ruhmkorffschwingung hat zur natürlichen Folge, dass die auf-

des Apparates ausgehen; zwischen dem Ende eines vorausgehenden und dem Beginne eines nachfolgenden Zuges würde im Raume eine kathodenstrahlenfreie Strecke liegen, deren Länge von der Geschwindigkeit der Strahlen und der Periode des Erregers abhängen müsste. Die aufeinanderfolgenden Züge bestehen, der infolge der Dämpfung abnehmenden Stärke der Kathode entsprechend, aus Kathodenstrahlen, deren mittlere Intensität von Zug zu Zug abnehmen muss. Da nun bekanntlich die Ablenkbarkeit der Kathodenstrahlen durch magnetische und electrostatische Kräfte mit abnehmender Intensität der Strahlen zunimmt[1]), so ist zu erwarten, dass die aufeinanderfolgenden, von einer durch einen gedämpft oscillirenden Erreger gespeisten Kathode ausgehenden Kathodenstrahlen durch eine und dieselbe electrische oder magnetische Kraft in verschieden hohem Grade werden abgelenkt werden.

Befindet sich demnach im Wege der von einer solchen Kathode ausgehenden Strahlen ein schattenwerfender, etwa electrisch negativ geladener Körper, so wird die durch electrostatische Ablenkung bewirkte Verbreiterung seines Schattens für die aufeinander folgenden Züge von Kathodenstrahlen eine verschieden grosse sein, es werden statt einer einzigen soviel getrennte Schattengrenzen auftreten müssen, als von der Kathode Strahlenzüge ausgegangen sind. Die Folge hiervon muss sein, dass auf der Wand der Entladungsröhre mehrere verschieden stark abgelenkte Schattengrenzen mit anschliessendem Fluorescenzlichte sichtbar werden — also im Falle eines gewöhnlichen Glasrecipienten eine Reihe grüner, von dunkeln Zwischenräumen unterbrochener Streifen. *Das ist aber gerade die Erscheinung, welche ich im vorangehenden Theile dieser Mittheilung beschrieben habe.*

Die Verhältnisse sind bei den vorliegenden Versuchen allerdings nicht so übersichtlich, wie in dem angenommenen Falle einer stationären Ladung des Schattenwerfers, da die Ladung desselben hier, wie bei der Kathode selbst, durch eine gedämpft schwingende Electricitätsquelle erfolgt. In den

1) G. Jaumann, Sitzungsber. d. k. Akad. d. Wissensch. zu Wien **104.** 1895; Wied. Ann. **57.** p. 147. 1896; W. Kaufmann, Wied. Ann. **61.** p. 544. 1897; W. Kaufmann u. E. Aschkinass, Wied. Ann. **62.** p. 588. 1897.

meisten Fällen gelingt es jedoch, unter Berücksichtigung dieses Umstandes, ohne bedeutende Schwierigkeit, die hier vertretene Auffassung mit den Thatsachen in erträgliche Uebereinstimmung zu bringen. Es möge dies bei einigen der folgenden Experimente versucht werden.

Bei Verwendung einer bestimmten Capacität (z. B. einer grossen Leydener Flasche) und eines bestimmten Ruhmkorff'schen Inductoriums ist sowohl die Lage und Helligkeit, als die Zahl der auftretenden Streifen bedingt durch die Stärke des den Ruhmkorff'schen Apparat speisenden Primärstromes.

Bei einem Rohre von 27 cm Länge und 4 cm Durchmesser, in welchem der Abstand zwischen K und K' 7 cm betrug, ergab sich z. B. folgendes: Zur Speisung des Ruhmkorff'schen Apparates wurden abwechselnd 4 und 6 Accumulatoren verwendet und jedesmal die Lage der convexesten Stellen der sichtbaren Streifen auf der Glaswand mit Farbstift bezeichnet, während zwischen K und K' verschiedene Capacitäten geschaltet waren. Für eine gewisse, nicht gemessene Verdünnung ist der Abstand D der convexesten Stellen der Streifen von einer durch K' senkrecht zur Rohraxe gelegten Ebene in der folgenden Tabelle zusammengestellt:

Capacität	Zahl der Accumulatoren	D in mm des Streifens Nr.					
		1	2	3	4	5	6
1 Leydener Flasche	4	47	56	66	78	—	—

auf der Rohrwand ein wenig verändern. — Wird der Strom allmählich wieder auf seine ursprüngliche Stärke gebracht, so erscheinen die Streifen wieder in der verkehrten Reihenfolge ihres Verschwindens.

Einer grösseren Stärke des Primärstromes, bez. einer höheren Klemmspannung desselben entspricht auch eine grössere Spannung (Amplitude) an den Polen des secundären Kreises. Es wird daher — bei gleichbleibender Dämpfung — die Amplitude an der Kathode K erst nach einer grösseren Zahl von Oscillationen unter jene Grenze sinken, welche zu einer Entladung bei dem betreffenden Verdünnungsgrade und somit auch zum Auftreten der dieselbe begleitenden Kathodenstrahlen erforderlich ist. Der grösseren Zahl entstehender Züge von Kathodenstrahlen entsprechend werden demnach bei höherer Spannung des Primärstromes mehr Streifen zu erwarten sein, als bei niederer Spannung, was den beobachteten Thatsachen vollkommen entspricht.

Bedient man sich weiter der alten, in Fig. 1 skizzirten Anordnung, und ist das Vacuum ein ziemlich vorgeschrittenes, so bemerkt man bei Erregung durch den Ruhmkorff'schen Apparat etwa zwei bis drei Streifen; steigt der Druck im Rohre infolge des Durchganges der Entladung allmählich, so sieht man nacheinander weitere Streifen zu den alten hinzutreten, bis schliesslich etwa sechs bis sieben Streifen vorhanden sind. Die Streifen treten hierbei in der Reihenfolge auf, dass die dem Ende E näher liegenden später zum Vorschein kommen.

Auch hier tritt das ein, was nach der gemachten Hypothese zu erwarten ist. Bei niedrigerem Drucke, also schwer durchschlagbarem Vacuum, wird die Grenzamplitude, bei welcher Entladung und Kathodenstrahlen noch auftreten können, bei gleicher Dämpfung und Anfangsamplitude nach einer geringeren Zahl von Oscillationen erreicht sein, als bei höheren Drucken; dementsprechend werden — wie der Versuch bestätigt — bei höheren Drucken mehr Kathodenstrahlenzüge bez. Streifen auftreten müssen, als bei niederen Drucken.

Auch die folgenden Versuche lassen sich unter Zugrundelegung derselben Annahme verstehen. Die Bedeutung der Buchstaben in Fig. 2 ist dieselbe wie in Fig. 1. M ist ein

Funkenmikrometer mit Kugeln von 1 cm Durchmesser, d
Kathode K ist schwach concav.

Ist das Funkenmikrometer M geschlossen, so tritt d
alte Erscheinung auf. Durch allmähliche Vergrösserung d
Distanz der Mikrometerkugeln bei M[1]) konnte nun zuerst d

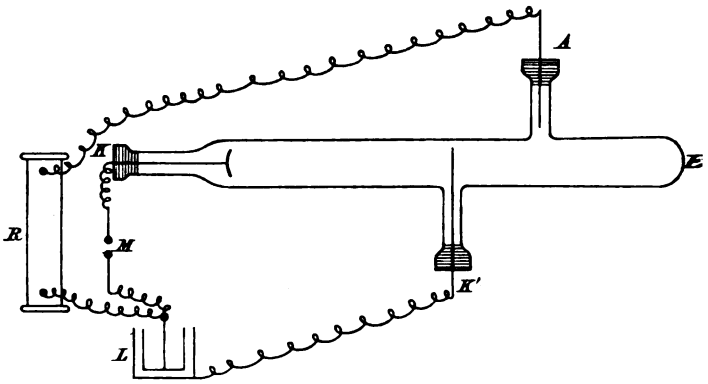
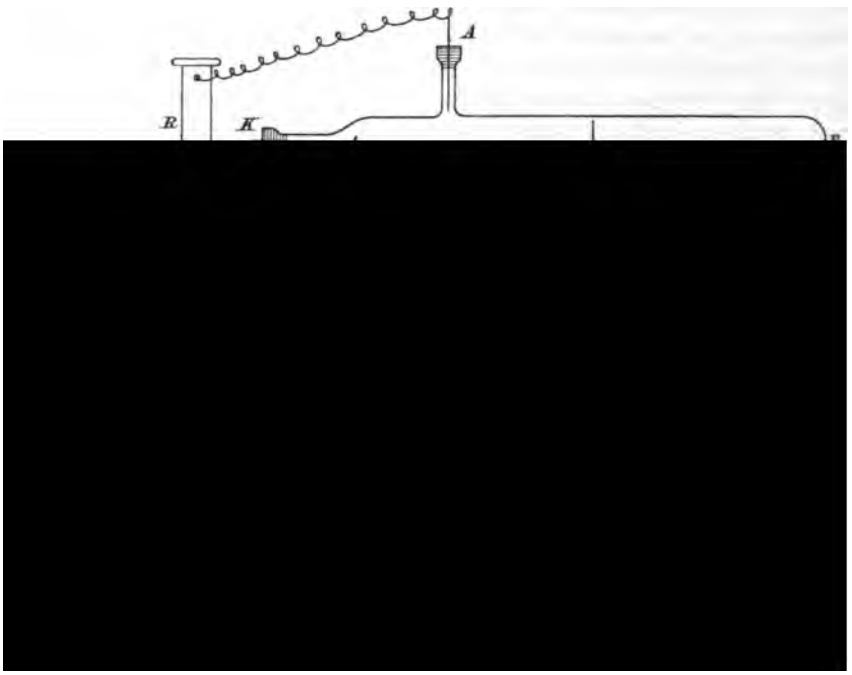


Fig. 2.

K' auf der Rohrwand nächstgelegene Streifen, dann die übrig
einer nach dem anderen zum Verschwinden gebracht werde



Einen ähnlichen Erfolg hat nachstehender Versuch (vgl. Fig. 3).

In Fig. 3 bedeutet *F* einen mit Leitungswasser oder einer Kupfervitriollösung getränkten Bindfaden, *S* einen Schleifcontact, der es gestattet, die Länge des zwischen *R* und *K*, *L* geschalteten nassen Fadens *F* zu verändern; die anderen Buchstaben haben dieselbe Bedeutung, wie in Fig. 1. Legt man *S* unmittelbar an *K*, so erhält man die früher beschriebenen Streifen, z. B. sieben an der Zahl; wird nun *S* längs des nassen Fadens *F* so verschoben, dass immer längere Strecken von *F* eingeschaltet werden, so verschwinden die Streifen in ihrer

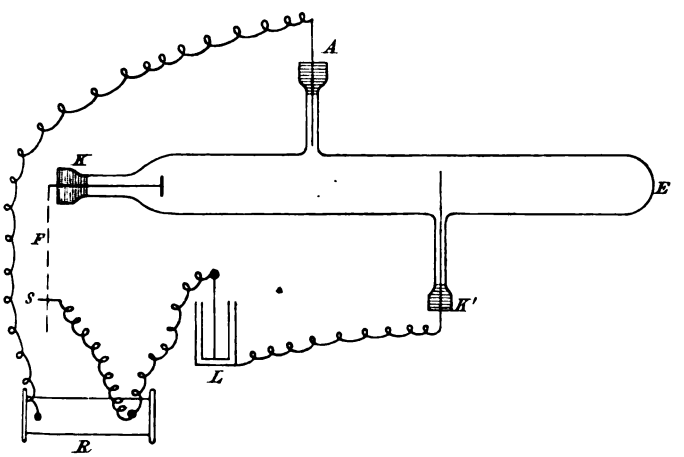
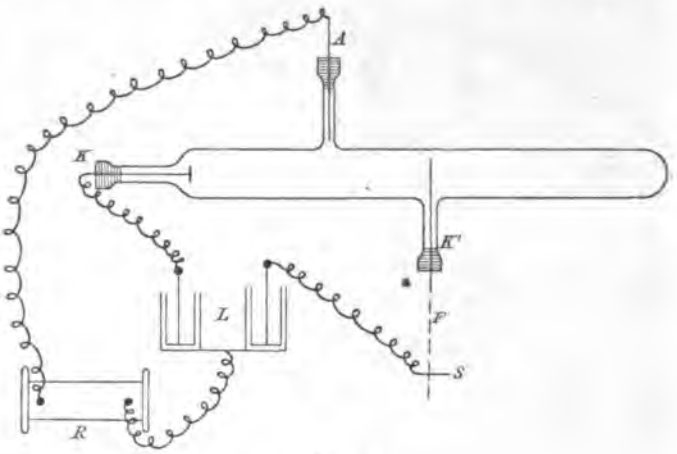


Fig. 4.

Reihenfolge von *E* gegen *K'*, einer nach dem andern — um bei Verkürzung des vorgeschalteten Fadens in der verkehrten Reihenfolge ihres Verschwindens wieder zu erscheinen. Dieselbe Erscheinung erhält man auch, wenn der negative Ruhmkorffpol mit *K*, *L* durch einen Draht, hingegen der positive Pol mit *A* durch einen nassen Faden von veränderlicher Länge verbunden ist, während sich selbstverständlich zwischen *K* und *K'* ein Condensator befindet.

Ein successives Verschwinden der Streifen lässt sich mit Hülfe eines vor die Kathode *K* geschalteten nassen Fadens noch in anderer Weise hervorbringen, so zwar, dass die Reihenfolge, in welcher die Streifen verschwinden, die umgekehrte,

wie in dem letztangeführten Versuche, somit dieselbe ist, in dem früher erwähnten Funkenmikrometerexperimente. erforderliche Versuchsanordnung ist in Fig. 4 zur Darste gebracht. Wird der Schleifcontact S direct an K angeleg tritt auch hier die frühere Erscheinung auf, zwischen K' E ist eine Anzahl von etwa 7 Streifen vorhanden. Versc man S, sodass allmählich immer längere Strecken des n Fadens F zwischen R und K geschaltet werden, so verschw von den Streifen zuerst der K' auf der Glaswand nächstgele dann nacheinander die übrigen Streifen gegen E hin ge um bei Verkürzen von F in der verkehrten Ordnung ihres



und die vermehrte Dämpfung an K eine Verminderung der Streifenzahl bewirken; die verschiedene Reihenfolge des Verschwindens der Streifen scheint mir verständlich, wenn man berücksichtigt, dass sich das Verhältniss der Stärke der von K ausgehenden Strahlen zu der zugehörigen Ladung des ablenkenden Drahtes K' in dem Falle der Fig. 3 mit der Länge des Flüssigkeitswiderstandes in ganz anderer Weise ändert, als in den Fällen der Fig. 2 u. 4.

Ein Versuch, welcher auf diese Umstände einiges Licht wirft, ist der folgende: Legt man bei der aus Fig. 5 ersichtlichen Anordnung den Schleifcontact S direct an den schattenwerfenden Draht K', so beobachtet man in dem Raume zwischen K' und E eine Anzahl von z. B. 5 oder 6 Streifen, wie im Falle der Fig. 1. Wird der Schleifcontact S nun längs des mit concentrirter Kupfervitriollösung getränkten Fadens F verschoben, so bemerkt man, wie sich der Streifen 1 gegen 2 verschiebt, wobei alle Streifen weniger stark abgelenkt werden, also sich gegen E auf der Glaswand verschieben.[1]) Allmählich fallen bei weiterem Verschieben Streifen 1 und 2 zusammen und schieben sich gemeinsam gegen 3 vor etc., bis alle Streifen sich auf einen einzigen Streifen I reduciren. Verlängert man den Faden F durch fortgesetztes Verschieben des Contactes S *noch* weiter, so schiebt sich nun auf der E zugewendeten convexen Seite ein neuer Streifen II aus I hervor und wandert in der Richtung gegen E auf der Glaswand. Gleichzeitig rückt auch der K' nähere Streifen I gegen E, ihr Abstand vergrössert sich, und es tritt noch ein dritter Streifen III aus I heraus, welcher die Mitte zwischen den beiden schon vorhandenen einnimmt. Die drei Streifen[2]) rücken bei weiterer Verlängerung von F gemeinsam immer mehr gegen E hin. Bei nunmehr wieder vorgenommener Verkürzung von F geht die Erscheinung in der umgekehrten Reihenfolge wieder zurück. Zu beachten ist, dass die drei oder vier bei fortgesetzter Verlängerung von F auftretenden Streifen ein anderes Aussehen

1) Die Streifen sind beziffert gedacht. Streifen 1 ist der K' nächstgelegene, dann folgen 2, 3 . . . . gegen E hin.

2) Mehr als 4 Streifen habe ich bei diesen Versuchen nicht bemerken können, der vierte (IV) kommt gerade so zu Stande wie III, er schiebt sich aus I heraus und nimmt dann die Mitte zwischen I u. III ein.

haben als die ursprünglich vorhandenen, oder die bei den früher beschriebenen Experimenten zu Stande kommenden Streifen. Während die letzteren an der convexen Seite ziemlich scharf sind und gegen die concave Seite sehr rasch an Intensität abnehmen, sodass der einzelne Streifen etwa 1—2 mm breit erscheint, sind die ersteren an der convexen Seite ganz scharf begrenzt, ihre Intensität gegen die concave Seite jedoch nimmt ganz allmählich ab, wodurch die Breite des einzelnen Streifens[1]) bis zu 0,5 cm und darüber anwächst. Von ähnlicher Beschaffenheit sind auch jene Streifen, welche im folgenden Abschnitte beschrieben werden sollen.

B. Mit Hülfe eines grossen Widerstandes.

Es muss nach den hier mitgetheilten Beobachtungen und bei der Deutung, welche denselben zu geben versucht wurde, das Ergebniss des ersten der beschriebenen Experimente auffällig erscheinen.

Macht man nämlich in Fig. 1 *A* zur Anode, während *K* und *K'* direct durch einen Kupferdraht verbunden sind, so bemerkt man, wie schon erwähnt, nur je einen einzigen Streifen an den beiden Seiten des Rohres. Man könnte vielleicht gerade hier, bei der kräftigen Ladung von *K'* eine besonders deutliche Trennung der von *K* ausgehenden Kathodenstrahlenzüge erwarten. Dass dies gleichwohl nicht der Fall ist, steht jedoch im Einklange mit zwei der beschriebenen Versuche.

Macht man von dieser zweiten Bemerkung Gebrauch und verändert das Intensitätsverhältniss zwischen K und K' in anderer Weise als in den Versuchen des ersten Abschnittes dadurch, dass man den gut leitenden Verbindungsdraht zwischen K und K' durch einen grossen Widerstand, z. B. durch einen nassen Faden ersetzt, *so treten wieder mehrere Streifen an den Rohrwandungen auf*, welche sich von den früher beschriebenen nur dadurch unterscheiden, dass sie, unter sonst gleichen Umständen, in geringerer Zahl auftreten[1]) als jene, und dass die Helligkeit in denselben von einer scharfen Grenze an der convexen Seite gegen die concave Seite allmählich verlaufend abnimmt, wodurch die Streifen bis zu 1 cm breit erscheinen. Je grösser der Widerstand des nassen Fadens, desto weniger erscheinen die Streifen von der Rohraxe abgelenkt.

Aehnlichen Ursprunges wie die hier beschriebenen Streifen scheinen jene zu sein, welche Herr D. F. Tollenaar[2]) beobachtet hat.

2. Zerlegung auf magnetischem Wege.

Betreffend die Trennung der von einer durch einen oscillirenden Erreger gespeisten Kathode ausgehenden Kathodenstrahlenzüge mit Hülfe magnetischer Kräfte kann und muss ich mich, mit Rücksicht auf die von Birkeland[3]) und J. J. Thomson[4]) angestellten Versuche nur ganz kurz fassen.

Bedient man sich einer der in den früheren Figuren skizzirten Entladungsröhren, indem man A mit dem positiven, K mit dem negativen Ruhmkorffpole verbindet, K' aber isolirt lässt, und nähert dann dem Rohre einen Hufeisenmagnet von der Seite derart, dass er die Kathodenstrahlen und mit ihnen den Schatten, welchen K' wirft, abstösst, so bemerkt man, dass dieser Schatten dann nicht mehr, wie früher, von einem von der Schattengrenze beiderseits continuirlich an Intensität abnehmendem Fluorescenzlichte begrenzt wird, sondern dass sich innerhalb des

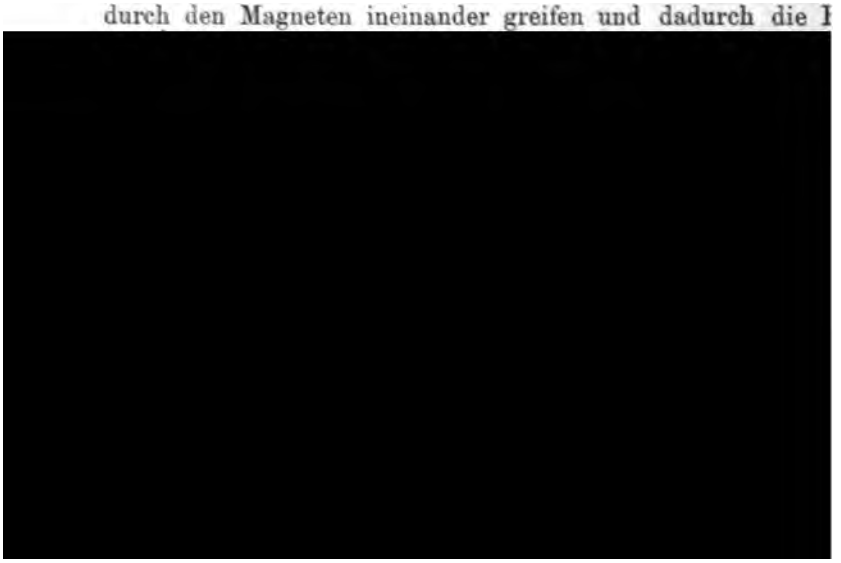
1) Ich konnte stets nur drei, höchstens vier solcher Streifen bemerken.

2) D. F. Tollenaar, deflexie en reflexie bij twee kathoden; Amsterdam 1897.

3) K. Birkeland, Compt. rend. **123.** p. 492. 1896.

4) J. J. Thomson, Phil. Mag. **44.** p. 293. 1897.

grünen Fluorescenzlichtes Linien grösserer Intensität mit
schliessendem, an Helligkeit abnehmendem Lichte zeig
welches auch theilweise in das Bereich des Schattens hine
greift und denselben unter Umständen ganz zum Verschwin
bringen kann. Diese Streifung des Lichtes macht ganz
Eindruck, als ob Streifen von der Constitution der in
schnitt I. B beschriebenen sich theilweise übereinander schie
würden. Hat man mit Hülfe eines Hufeisenmagnetes die ob
Erscheinung erhalten, so können, während der erste Mag
seine Lage beibehält, mit Hülfe eines zweiten Hufeisenmagnet
welchen man in passender Lage und Entfernung dem Rol
von der anderen Seite derart nähert, dass er seinerseits
Kathodenstrahlen abstösst, die früher an der Seitenwand
Rohres übereinander geschobenen Streifen an das Ende *E*
Röhre getrieben und voneinander getrennt erhalten werd
Bei geeigneter Verdünnung und sorgfältiger Einstellung
beiden Magnete haben dann die Streifen das Aussehen et
1—2 mm breiter, grüner, von etwa gleich breiten dunk
Streifen unterbrochener verticaler Striche an der Glaswa
bei *E*. Ihre Zahl kann unter günstigen Umständen 6—8 u
mehr betragen. Zur Hervorbringung der Streifen auf mag
tischem Wege ist übrigens ein schattenwerfender Kör
nicht unbedingt erforderlich. Ist der schattenwerfende Kör
ein Draht, so wirkt es sogar störend, dass die beiderseits
Drahte vorbeigehenden Kathodenstrahlenbündel beim Ablenk
durch den Magneten ineinander greifen und dadurch die I



durch die von der constanten magnetischen Kraft verschieden stark abgelenkten Züge von Kathodenstrahlen entstanden denken müssen, welche während einer Emissionsperiode nacheinander von der Kathode ausgesendet werden. Bemerkenswerth erscheint mir, dass die zu dieser Zerlegung erforderlichen magnetischen Kräfte keineswegs als besonders stark bezeichnet werden können, während nach dem Titel von Hrn. Birkeland's erster Publication die von ihm verwendeten magnetischen Kräfte sehr starke gewesen sein müssen. Angaben über ihren Betrag sind von Hrn. Birkeland meines Wissens nicht beigebracht worden.

Es seien mir noch einige Worte über das Verhältniss gestattet, in welchem die hier beschriebenen Thatsachen zu den von Birkeland und J. J. Thomson mitgetheilten Versuchen über Streifenbildung unter dem Einflusse magnetischer und elektrischer Kräfte stehen.[1])

Die erste Abhandlung von Hrn. Birkeland vom September 1896[2]) war mir lange bekannt, ehe ich die in der vorliegenden Arbeit beschriebenen Erscheinungen beobachtete, welche mir zum ersten Male im Juli 1897 entgegentraten. Den grössten Theil der Versuche hatte ich bereits beendet, als mir die im Octoberhefte 1897 des Philosophical Magazine veröffentlichte Abhandlung von J. J. Thomson bekannt wurde. Die letzte Notiz von Hrn. Birkeland[3]) kam mir zu Gesicht, als ich den grössten Theil meiner vorliegenden Mittheilung bereits geschrieben hatte. Dass ich nicht früher an die Veröffentlichung meiner Beobachtungen gegangen bin, hat seinen Grund lediglich darin, dass mir eine plausible Deutung der Versuche lange nicht gelingen wollte. Die hier angenommene Deutung scheint mir übrigens ziemlich wesentlich von der

1) *Anm. bei der Correctur:* Bei Abfassung vorliegender Arbeit waren mir die Untersuchungen von Hrn. Deslandres über Kathodenstrahlen (Compt. rend. 1897, referirt in Wied. Beibl. 21. p. 444, 650, 780, 1013) leider vollständig entgangen. Doch sehe ich nachträglich, dass sowohl die Versuchsanordnungen, als auch die Deutung der Versuche bei Hrn. Deslandres und mir voneinander verschieden sind. Ich bin Hrn. Prof. E. Wiedemann sehr zu Dank verpflichtet, welcher mich auf mein Versehen brieflich aufmerksam machte.

2) Birkeland, l. c.

3) Birkeland, Compt. rend. Nr. 3. 1898.

Auffassung des Herrn Birkeland abzuweichen, welcher Erscheinung als ein *Spectrum* bezeichnet.

Mit der Untersuchung des Hrn. J. J. Thomson[1]) hal meine Beobachtungen den Ausgangspunkt gemeinsam, näml das Streben, zwischen der Emanations- und Undulatio hypothese der Kathodenstrahlen zu entscheiden. Der Erf meiner bisherigen Untersuchung scheint mir aber eine d artige Entscheidung noch nicht zu gestatten. Dieselbe Mein möchte ich mir rücksichtlich der Ergebnisse der Thomson'sc Arbeit auszusprechen erlauben.

Betonen möchte ich, dass ich die von mir versuchte klärung durch die beigebrachten Versuche keineswegs vollständig bewiesen betrachte. Gerne hätte ich mit Hi eines rotirenden Spiegels versucht zu entscheiden, ob die Strei gleichzeitig auftreten, oder im Tempo der Ruhmko schwingung aufeinander folgen. Mangels der hierzu erford lichen Apparate war es mir bis jetzt nicht möglich, d Experiment zur Ausführung zu bringen.

Prag, Physik. Inst. d. k. k. deutschen Universität,
Ende Februar 1898.

1) Thomson, l. c.

(Eingegangen 8. März 1898.)

11. *Ueber die von den Thorverbindungen und einigen anderen Substanzen ausgehende Strahlung*[1]*; von G. C. Schmidt.*

Die von H. Becquerel[2]) gefundene Thatsache, dass Uran und die Uranverbindungen Strahlen aussenden, welche mit den von Röntgen entdeckten X-Strahlen gewisse Eigenschaften gemeinsam haben, und zwar hauptsächlich insofern, als sie die Fähigkeit besitzen, durch Papier hindurch auf photographische Platten zu wirken und electrische Ladungen zu zerstreuen, liess es möglich erscheinen, dass auch anderen Elementen ähnliche Eigenschaften zukommen. In der That sind von Pellat[3]), Colson[4]), Russel[5]), Muraoka[6]), Henry[7]) u. a.[8]) eine Reihe diesbezüglicher Beobachtungen mitgetheilt, nach denen namentlich einige Metalle, wie Zink, Quecksilber etc., ferner manche organische Substanzen, Reten, Terpentinöl, Harz und viele andere die photographische Platte zu schwärzen vermögen.

Die folgenden Versuche sollen hauptsächlich die von den Thorverbindungen ausgehenden Strahlen behandeln.

Es hat sich dabei ergeben, dass von den vielen Elementen und Verbindungen, welche ich geprüft habe, nur eins sich dem

1) Ein Theil der hier veröffentlichten Resultate ist bereits in den Verhandl. d. Phys. Gesellsch. zu Berlin **17.** Nr. 3. p. 14—16. 1898 veröffentlicht, nachdem sie in der Sitzung vom 4. Februar vorgetragen worden sind.

2) H. Becquerel, Compt. rend. **122.** p. 501—503. 559—564. 689—694. 762—767. 1086—1088. 1896; **123.** p. 855—858. 1898.

3) Pellat, Beibl. **20.** p. 768. 1896.

4) Colson, Beibl. **20.** p. 980. 1896.

5) Russel, Proc. Roy. Soc. **61.** p. 424—433. 1897.

6) Muraoka, Wied. Ann. **59.** p. 773. 1896; **64.** p. 186. 1898.

7) Henry, Compt. rend. **123.** p. 400. 1896.

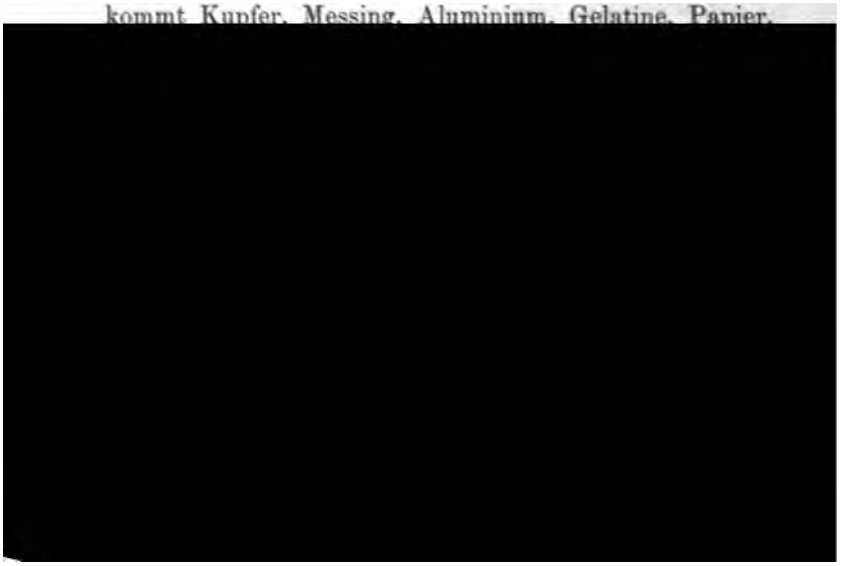
8) Turner, Nature p. 126. 1897; Shimada Tokyo Gakugei **188.** p. 225. 1897.

Uran analog verhält, nämlich das *Thor*. Die von den übrig Körpern ausgehende Strahlung unterscheidet sich in manch wesentlichen Punkten von den Becquerelstrahlen.

1. *Photographische Wirkung der Thorstrahlen. Legt m eine Thorverbindung auf eine in Papier lichtdicht eingewicke photographische Platte, so wird dieselbe nach ein bis zwei Tag vollständig geschwärzt. Ein Kreuz aus Metall, welches sich un der Thorverbindung befindet, bildet sich vollständig ab.*

Die „*Thorstrahlen*" werden also von den Metallen absorbi während sie durch Papier leicht hindurchgehen. Durchläs waren ferner in mehr oder minderem Grade Gelatine, Gl Turmalin, die Metalle in dünnen Schichten. Mit zunehmend Dicke werden alle Körper weniger durchlässig. Um eine B ziehung zwischen Durchlässigkeit und Schichtendicke zu finde habe ich photographische Aufnahmen gemacht, während e photographische Platte mit Stanniolschichten von zunehmend Blätterzahl bedeckt war. Die Schwärzung schien nicht pr portional der Schichtdicke abzunehmen. Photometrische Me sungen konnte ich jedoch, da die Schwärzung nicht sehr intens ist, nicht vornehmen, ich habe daher dieses Ergebniss durch ele trometrische Messungen (vgl. weiter unten) zu bestätigen gesuch

Wie bei den Röntgen- und Uranstrahlen, so scheint au für die Thorstrahlen *die Durchlässigkeit wesentlich durch d Dichte bedingt zu sein.* Von allen Substanzen, welche ich g prüft habe, absorbirt Blei die Strahlen am meisten, da kommt Kupfer, Messing, Aluminium, Gelatine, Papier,



gültig ob die Ladung positiv oder negativ war. Viel sicherer liess sich diese Thatsache mit Hülfe des von Elster und Geitel[1]) angegebenen Apparates, den diese Herren zur Prüfung des lichtelectrischen Verhaltens von Mineralien verwandt haben, nachweisen. Eine flache, gut isolirte Eisenschale P nahm die Thorverbindung auf; sie war mit der Nadel eines Hallwachs'schen Electrometers verbunden. Die Empfindlichkeit des Electrometers betrug 1 Volt = 150 Scth. Gegenüber dem Eisenblech war ein Drahtnetz N aus Eisen angebracht, welches mit der Electricitätsquelle vermittelst eines Parafficommutators in Verbindung stand. Als Electricitätsquelle diente eine Accumulatorenbatterie von 1000 Elementen in der von Zehnder[2]) beschriebenen Form. Auf dem Kasten befand sich ein mit einem Quarzfenster versehener Deckel; das Ganze war mit Stanniol bis auf das Quarzfenster umwickelt und stand mit der Erde in leitender Verbindung. Die Versuche wurden in der Weise ausgeführt, dass das Drahtnetz auf eine bestimmte Spannung geladen wurde, während P mit der Erde in leitender Verbindung stand. Hob man die Erdleitung auf, so ging beim Bestrahlen ein Strom von N nach P über, und das Electrometer gab einen Ausschlag. Da das Verfahren von Elster und Geitel ausführlich beschrieben worden ist, so mögen diese kurzen Angaben genügen.

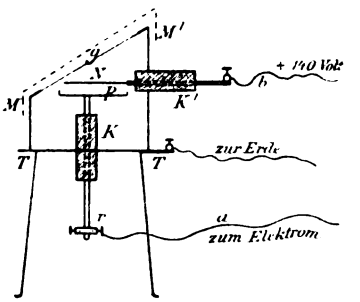


Fig. 1.

Es wurden folgende Ausschläge gemessen:

	nach	1	2	3	4 Minuten
bei leerer Schale		16	32	52	75
mit Urancitronat +	Lad.	63	123		
„ „ −	„	65	131		
mit Urannitrat +	„	95	166		
„ „ −	„	90	152		

1) Elster u. Geitel, Wied. Ann. **60.** p. 507. 1889.
2) Zehnder, Wied. Ann. **60.** p. 47. 1897.

		nach	1	2	3	4 Minuten
mit Thoroxyd	+	Lad.	90	156		
„ „	−	„	102	181		
mit Thorsulfat	+	„	40	81	124	
„ „	−	„	60	98	134	
mit Thornitrat	+	„	43	89	126	
„ „	−	„	42	82	110	

Thorstrahlen machen also die Luft leitend, gleichgülti die betreffende Thorverbindung positiv oder negativ geladen Die Ladung des Electrometers steigt in derselben Zeit u fähr 5 bis 6 mal so hoch, als wenn keine Substanz in Nähe ist. Je nach der Menge der angewandten Substanz der Entfernung des Drahtnetzes von der Eisenschale w die Ausschläge verschieden, es darf daher aus den in ol Tabelle verzeichneten Zahlen nicht geschlossen werden, das Thoroxyd die Luft besser leitend macht, als Thors und Thornitrat.

Von den Herren Elster und Geitel[1]) ist nachgewi worden, dass die Uransalze nicht lichtelectrisch empfin sind. Auch in dieser Beziehung verhalten sich die Tho bindungen ganz analog. Die Versuche wurden in der W ausgeführt, dass die auf der Eisenschale des oben erwäh Apparates befindlichen Substanzen einmal mit dem Licht Bogenlampe, das durch eine Quarzlinse auf die Thorverbin concentrirt wurde, belichtet wurden, während gleichzeitig Electrometerausschläge gemessen wurden. Darauf wurde

3. *Um die Absorption einiger Substanzen für die Thorstrahlen* zu messen, wurde die Thorverbindung mit der betreffenden Substanz bedeckt und dann die Electrometerausschläge nach ein, zwei etc. Minuten abgelesen. Für die Metalle, die in Platten von 0,7 mm Dicke zur Verwendung kamen, wurden folgende nur untereinander vergleichbare Zahlen erhalten:

Thoroxyd

Ausschläge nach	1	2	3 Minuten
+ Lad.	130	220	335
− Lad.	125	231	341
Bedeckt mit einer Zinkscheibe			
+ Lad.	78	143	
− Lad.	63	128	
Bedeckt mit einer Messingscheibe			
+ Lad.	61	141	
− Lad.	64	150	
Bedeckt mit einer Zinnscheibe			
+ Lad.	85	152	
− Lad.	85	142	
Bedeckt mit einer Kupferscheibe			
+ Lad.	60	133	
− Lad.	76	137	
Bedeckt mit einer Silberscheibe			
+ Lad.	70	150	
− Lad.	60	110	
Bedeckt mit einer Bleischeibe			
+ Lad.	50	95	
− Lad.	40	85	
Bedeckt mit einer Aluminiumscheibe			
+ Lad.	90	180	
− Lad.	91	176	

Als kein Thor sich auf der Scheibe befand, waren die Electrometerausschläge nach einer Minute 85, nach zwei Minuten 75.

Blei absorbirt also, wie aus der obigen Tabelle hervorgeht, bei weitem am intensivsten die Thorstrahlen, Aluminium hält sie am besten hindurch. Zink, Zinn, Messing, Kupfer und Silber sind ziemlich gleich gut durchlässig für die Strahlen.

Ich habe noch geprüft, ob die Absorption proportional der Schichtdicke zunimmt. Zu dem Zweck wurde die Thor-

verbindung nacheinander mit verschiedenen Lagen von Stanniol bedeckt und dann die Electrometerausschläge gemessen. Die Absorption war in den aufeinander gelegten Blechen kleiner als die Summe der in den einzelnen auftretenden, ein Beweis dafür, *dass die von dem Thorium ausgehenden Strahlen ebenso wenig homogen sind, als die Uran- oder Röntgenstrahlen.*

Während, wie aus der obigen Tabelle hervorgeht, die Thorstrahlen die Luft leitend machen, auch wenn sie von Metallen umgeben sind, hört diese Wirkung sofort auf, sobald irgend ein Dielectricum zwischen dem Drahtnetz und der auf der Eisenschale befindlichen Thorverbindung angebracht wird. Gelatine, Holz, Papier etc., selbst in den dünnsten Schichten bewirken, dass die Electrometernadel keinen Ausschlag zeigt. *Die Thorstrahlen vermögen also ebensowenig wie Uran- oder Röntgenstrahlen feste Dielectrica zu Leitern der Electricität zu machen.* Dass in der That dieses der Grund ist, dass kein Electricität von dem Drahtnetz zum Electrometer herübergeht und nicht etwa diese Erscheinung von der Absorption der die Luft leitend machenden Strahlen durch Gelatine und Papier bedingt wird, erkennt man sofort, wenn man die Gelatine durch Hineinbetten von Eosin oder einem anderen Salze zu einem Leiter der Electricität macht[1]), wie die folgenden Zahlen beweisen:

Thoroxyd

Ausschlag nach	1	2 Minuten
Ladung	120	245

[redacted]

Bekanntlich haben Röntgen[1]), J. J. Thomson und E. Rutherford[2]), Battelli und Garbasso[3]), Becquerel[4]) u. a. nachgewiesen, dass das den *X*-Strahlen und den Uranstrahlen ausgesetzte Gas auch noch eine Zeit lang nach der Bestrahlung eine Entladung hervorruft. Um zu prüfen, ob sich die Thorstrahlen vielleicht analog verhalten, wurde folgender Apparat benutzt. In die Kugel *C* von circa 2 cm Durchmesser wurde etwas Thoroxyd gebracht. *A* und *B* sind zwei Platindrähte, die ungefähr 1 mm voneinander entfernt sind. *B* ist mit der Batterie verbunden und wird auf 560 Volt geladen. *A* steht mit dem Hallwachs'schen Electrometer in Verbindung. Vermittelst einer Wasserstrahlluftpumpe wurde die Luft langsam aus der Kugel *C* an den Electroden *A* und *B* vorbeigesogen. Behielt die Luft ihre Leitfähigkeit bei, so musste sich das Electrometer, nachdem die Erdleitung von *A* abgehoben war, laden. Trotzdem ich diesen Versuch mehrfach angestellt, habe ich jedoch nie beobachten können, dass die Electricität von *B* nach *A* hinüberging. Die Luft verhielt sich zwischen den beiden Electroden vielmehr wie ein Dielectricum. *Mit Thorstrahlen erregte Luft verliert also sehr schnell ihre Leitfähigkeit.*

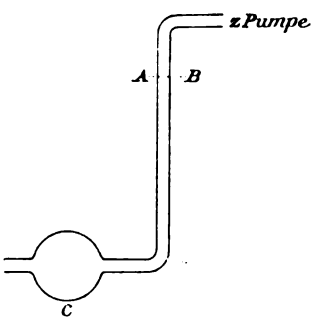


Fig. 2.

Aus diesem Ergebniss auf eine Verschiedenheit zwischen den Röntgen- oder Uranstrahlen und den Thorstrahlen zu schliessen, dürfte jedoch verfrüht sein. Die von den Thorverbindungen ausgehende Strahlung ist, wie aus ihrer photographischen Wirkung hervorgeht, sehr schwach und es könnte daher das obige negative Resultat dadurch erklärt werden, dass wegen der geringen Intensität der Strahlen die Luft ihre Leitfähigkeit nur kurze Zeit beibehalten kann.

4. *Reflexion*: Um die Reflexion nachzuweisen, wurde eine

1) Röntgen, Wied. Ann. **64.** p. 13. 1898.

2) J. J. Thomson. u. E. Rutherford, Phil. Mag. **42.** p. 392. 1890: Beibl. **21.** p. 275. 1896.

3) Battelli und Garbasso, Nuovo Cim. **3.** p. 321. 1896.

4) Becquerel, C. r. **123.** p. 855—858. Beibl. **21.** p. 283. 1896.

Pastille von Thorsulfat in einen kleinen, lichdicht schliessenden Kasten gebracht. Auf dem Deckel desselben war ein kleiner Bleispiegel befestigt. Durch eine Bleiwand von dem Thorsulfat getrennt befand sich eine photographische Platte, über der letzteren war in ziemlicher Höhe ein eiserner Nagel angebracht, der sich bei regelmässiger Reflexion als Schatten auf der photographischen Platte abbilden musste. Nachdem die Thorstrahlen drei Wochen gewirkt hatten, war beim Entwickeln nichts Deutliches auf der Platte zu erkennen. Soweit wie der Versuch beweisend ist, spricht er dafür, dass die Thorstrahlen diffus reflectirt werden.

Als der Nagel unmittelbar über der photographischen Platte angebracht war, war beim Entwickeln ein deutlicher Schatten zu erkennen. Es ist also jedenfalls etwas von dem Spiegel reflectirt worden.

5. *Brechung*: H. Becquerel[1]) beschreibt folgenden Versuch: Urannitrat, Caliumsulfid etc. wurde in Glasröhrchen gebracht, die auf der einen Seite zugeschmolzen, auf der anderen mittels Paraffin auf Deckgläschen aufgekittet waren. Die Deckgläschen standen auf dem die photographische Platte bedeckenden, 2 mm dicken Aluminiumblech, sodass die Substanzen kleine, mehrere Millimeter hohe Kreiscylinder bildeten, deren Basis auf der photographischen Platte stand. Auf der Platte zeigten sich ausgedehnte schwarze Flecke, in deren Mitte man den von der direct strahlenden Grundfläche des Cylinders herrührenden geschwärzten Kreis sowie einen der Glaswandung

beim Uebergang von Luft in Glas. Versuche, eine Brechung der Thorstrahlen mittels eines Glasprismas oder Aluminiumprismas zu erhalten, sind bis jetzt wegen der zu geringen Intensität derselben gescheitert.

6. *Polarisation:* Zwei Turmalinplatten wurden, die Axen gekreuzt, nebeneinander gelegt, darüber eine dritte, die die beiden ersten bedeckte, das Ganze auf die photographische Platte gesetzt und der Strahlung des Thorsalzes ausgesetzt. Die beiden Hälften waren gleich stark geschwärzt. Für die Thorstrahlen ist Turmalin also ebensowenig dichroitisch wie für die Röntgenstrahlen, auch ergiebt er für die ersteren keine Polarisation.

7. *Chemische Wirkungen:* In einen Apparat von der in der Fig. 3 wiedergegebenen Form wurde in die Kugel *A* nacheinander etwas Uran- und Thorsalz gebracht. Die Kugel *B* enthielt Quecksilber. Es wurde während drei Wochen ein langsamer Luftstrom hindurchgeleitet. Es fand keine Oxydation statt. Ebensowenig wirkte die durch Thorstrahlen leitend gemachte Luft auf Jodkaliumstärkekleisterpapier. Die chemische Wirkung der Thorstrahlen ist also ebenso wie die der *X*-Strahlen entweder ausserordentlich schwach oder gar nicht vorhanden.

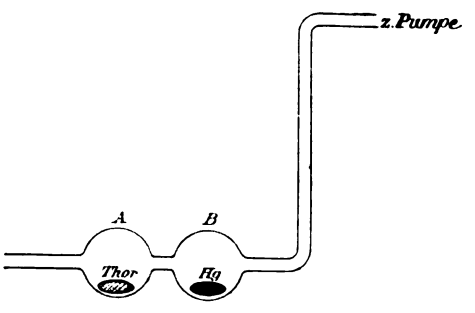


Fig. 3.

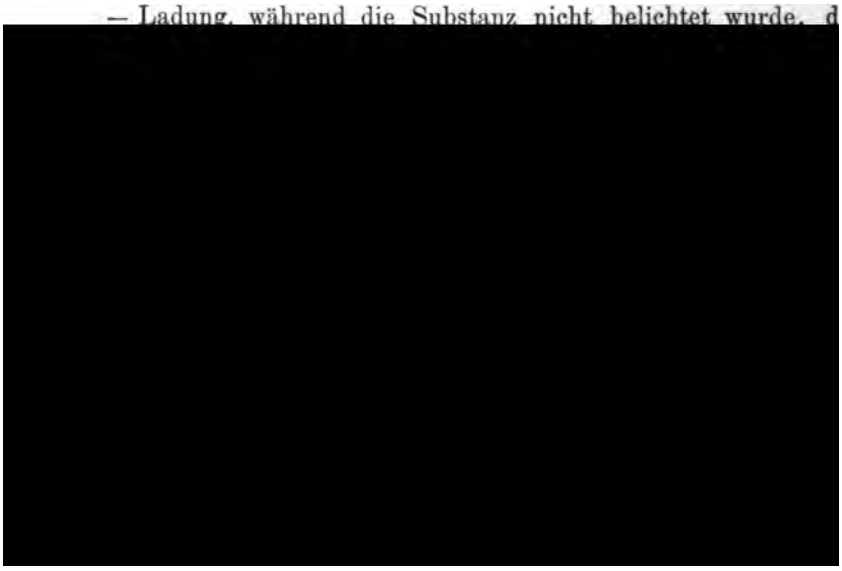
Als Gesammtresultat lässt sich aus den vorliegenden Versuchen entnehmen, *dass die Thorstrahlen die grösste Aehnlichkeit mit den Röntgenstrahlen besitzen. Von den Uranstrahlen unterscheiden sie sich durch das Fehlen der Polarisation und von den Röntgenstrahlen durch das Vorhandensein einer Brechung.*

Ich habe noch eine grosse Anzahl von anderen Elementen darauf untersucht, ob sie vielleicht sich dem Thor und Uran analog verhalten. Keines von den folgenden Metallen: Wismuth, Blei, Quecksilber, Silber etc. und deren Verbindungen sendet Strahlen aus, welche die Luft leitend machen. Es scheint daher diese Eigenschaft an das hohe Atomgewicht, Uran = 240 und Thorium = 232, gebunden zu sein.

Ueber die von einigen anderen Körpern ausgehende Strahlun

Die für das Uran und Thor aufgefundene Thatsache, dass di selben durch ihre Strahlen der Luft ein electrisches Leitvermöge ertheilen, liess es möglich erscheinen, dass auch die lich electrischen Vorgänge einer ähnlichen Strahlung ihren Ursprur verdanken. Um diese Annahme zu prüfen, habe ich eine gros Anzahl von lichtelectrisch empfindlichen Körpern untersuch ob sie durch Papier hindurch auf die photographische Plat zu wirken vermöchten. Zink, Reten, Flussspath und eini andere Körper thun dies in der That, wie schon Colson Russel[1]), Arnold[2]) u. a. gefunden haben und wie ich bestätige kann. Dagegen zeigen aber andere sehr lichtempfindlicl Körper, wie Mangansulfid, Chromsulfid, Kupfersulfid, Kupfe oxyd, viele Anilinfarbstoffe, keine Spur einer Wirkung auf d photographische Platte. *Ein Zusammenhang zwischen beid Erscheinungen scheint also nicht zu bestehen.*

Von den Herren Winkelmann und Straubel[3]) u. ist nachgewiesen worden, dass der Flussspath Strahlen au sendet, deren Brechungsexponent = 1,46 ist. Diese Flus spathstrahlen unterscheiden sich wie die folgenden Zahlen b weisen, dadurch von den Uran- und Thorstrahlen, dass sie d Luft nicht leitend zu machen vermögen. Ganz ähnlich ve halten sich die vom Zink, Reten, Terpentinöl etc. ausgehend Strahlen. Ich habe Reten, Flussspath und andere Körper a die in Fig. 1 beschriebene Eisenplatte gebracht und bei + ur — Ladung, während die Substanz nicht belichtet wurde, d



Flussspath
bei negativer Ladung

Ausschlag nach	1	2 Minuten
belichtet	127	213
unbelichtet	16	31

bei positiver Ladung

belichtet	36	73
unbelichtet	30	78

Die photographische Wirkung obiger Substanzen rührt also entweder von einer besonderen Art von Strahlen, die sich aber dadurch von den Uran- und Thorstrahlen unterscheiden, dass sie die Luft nicht leitend zu machen vermögen, oder von einer Verdampfung her.

Resultate.

1. Thor und die Thorverbindungen senden Strahlen aus, welche grosse Aehnlichkeit mit den Uranstrahlen besitzen. Sie vermögen die photographische Platte zu schwärzen, werden von Metallen und anderen dichten Körpern absorbirt. Sie machen die Luft zu einem Leiter der Electricität. Sie werden gebrochen, wahrscheinlich diffus reflectirt und vermögen keine chemischen Reactionen hervorzurufen. Von den Uranstrahlen unterscheiden sie sich dadurch, dass sie durch Turmalin keine Polarisation erfahren.

2. Die vom Flussspath, Reten, Terpentinöl, Zink etc. ausgehenden Strahlen unterscheiden sich von den Uran- und Thorstrahlen dadurch, dass sie die Luft nicht leitend zu machen vermögen.

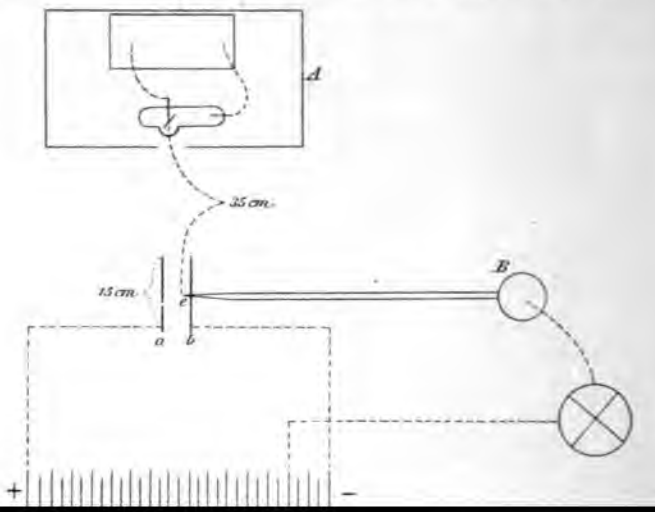
Anm. während der Correctur. Nachdem ich schon vor längerer Zeit die Thatsache veröffentlichte, dass das Thor Strahlen aussendet, welche die photographische Platte zu schwärzen und die Luft leitend zu machen vermögen, ist dies vor kurzem auch von Hrn. Sk. Curie (Compt. rend. **126.** p. 1101. 12. April 1898) gefunden worden.

Erlangen, Physik. Inst. d. Univ., 23. April 1898.

(Eingegangen 24. März 1898.)

12. *Ueber den Potentialgradienten an Metallelectroden bei der Entladung durch X-Strahlen; von C. D. Child.*

§ 1. Lässt man von einer in freier Luft aufgestellten Spitze einen electrischen Strom zu einem gegenübergestellten metallischen Schirm übergehen, so findet man, dass der durch einen



§ 2. Der benutzte Apparat ist in Fig. 1 dargestellt. *A* ist ein Bleikasten, in dem sich der Inductionsapparat und das Röntgenrohr befinden. Die Strahlen gehen durch eine Oeffnung von 5 cm Durchmesser. Die Entfernung von dieser Oeffnung bis zum Rohre beträgt 5 cm, *a* und *b* sind zwei Platten, die durch eine Batterie auf eine constante Potentialdifferenz geladen werden. *B* ist ein isolirtes Wassergefäss. Das Wasser fliesst durch ein Rohr, das in einer möglichst feinen Spitze in *e* endet. Das Wasser in dem Gefässe wurde mit dem einen Quadrantenpaar eines Thomson'schen Electrometers verbunden, während das andere Quadrantenpaar mit einem Punkte der gebrauchten Batterie verbunden war, welcher nahezu dasselbe Potential wie *e* hatte. Auf diese Weise war es möglich, ein empfindliches Electrometer zu verwenden, ohne zu grosse Ausschläge zu bekommen. Die Nadel des Electrometers wurde in bekannter Weise geladen.

§ 3. Die zuerst gebrauchten Platten waren aus Aluminium und hatten 15 cm Durchmesser. Die Entfernung zwischen denselben war 6 cm und die Entfernung ihrer Centren von dem Rohre war 35 cm. Die Potentialdifferenz zwischen ihnen war 120 Volt, indem *a* auf + 60, *b* auf − 60 gebracht wurde. Alle anderen Körper in der Nähe der Platten waren auf dem Potential Null.

Die Intensität der Strahlen war eine solche, dass wenn die Platten *a* und *b* aus Stanniol bestanden, ihre Entfernung voneinander 2 cm, ihre Potentialdifferenz 120 Volt, und die Entfernung ihrer Centren von dem Rohre 20 cm betrug, der Strom eine Stärke von $1{,}3 \times 10^{-8}$ Ampère hatte. Diese wurde durch die Messung der Zunahme des Potentials in *b* bestimmt, wenn *b* mit einem Condensator von 1 Microfarad verbunden wurde, und die Strahlen 30 Secunden zwischen den Platten hindurchgingen. Die Constanz der Strahlen war zwar keine vollständige, doch betrugen die Schwankungen im allgemeinen nur etwa 5 Proc.

Wenn keine *X*-Strahlen zwischen den Platten passirten, war das Potentialgefälle praktisch constant, sodass der Verlauf des Potentials für diesen Fall durch eine Gerade Fig. 2 dargestellt werden kann. Tab. 1 giebt das Potential zwischen den Platten bei *e* in Volt an, vor und während des

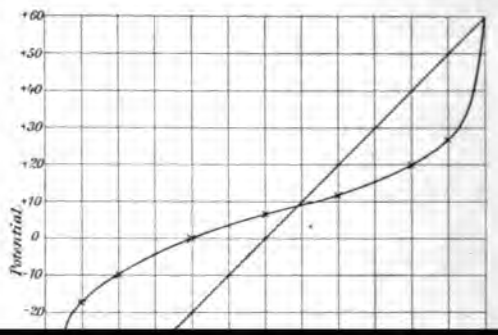
Durchganges der X-Strahlen, sowie die Differenz beider Werthe.

Tabelle 1.

Entfernung zw. Platte b und e	Potential von e ohne X-Strahlen	Potential von e mit X-Strahlen	Aenderung des Potentials
$^1/_2$ cm	−50	−16	34
1	−40	−10	30
2	−20	− 1,5	18,5
3	0	5,5	5,5
4	20	11	− 9
5	40	17	−21
$5^1/_2$	50	25,5	−24,5

Fig. 2 zeigt diese Verhältnisse graphisch.

Es ist ersichtlich, dass im allgemeinen die Curve in Fig. 2



Einfluss hatte. Dieser Einfluss war bedeutend, änderte aber nicht den wesentlichen Charakter der Resultate, wie aus den folgenden Beobachtungen hervorgeht. Diese zeigen die Differenz zwischen dem normalen Potential und den Potentialwerthen, welche beobachtet wurden, wenn *X*-Strahlen durchgehen, zuerst wenn *a* das Potential Null hatte und *b* — 120 Volt und dann wenn *a* + 120 Volt und *b* das Potential Null hatte.

Tabelle 2.

Entfernung zw. Platte *b* und *e*	Aenderung des Potentiales für *a* = Null	*b* = Null
$^1/_2$ cm	52	19,6
1	47,5	15
2	32,5	2
3	21	−12,5
4	7	−26
5	7	−40
$5^1/_2$	−10	−54

Figg. 3 und 4 zeigen diese Verhältnisse graphisch.

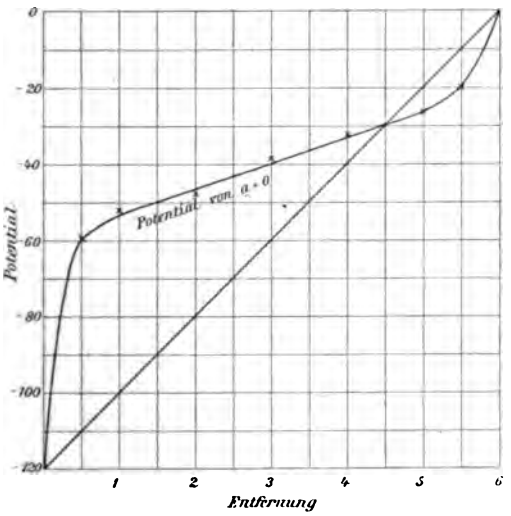


Fig. 3.

§ 5. Das Potentialgefälle wurde dann unter verschiedenen Bedingungen untersucht, zunächst wurde die Potentialdifferenz zwischen den Platten verändert. Die Entfernung *a b* war

6 cm und eb 1 cm. Die Intensität der Strahlen wurde
lichst constant gehalten. Die Differenz zwischen dem nor
Potential in e und dem beobachteten Potential bei Pas

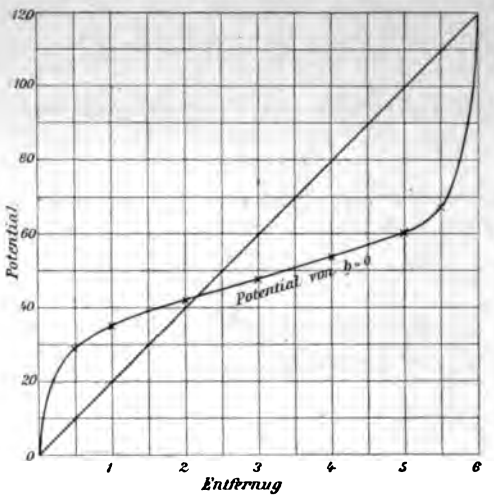


Fig. 4.

der X-Strahlen ist in folgender Tabelle gegeben. Die P
waren gleich und entgegengesetzt geladen. Die umgeb
Körper hatten das Potential Null.

Tabelle 3.

Potentialdifferenz zw. a und b (P)	Aenderung des Potentials bei e (Δp)	$\frac{\Delta p}{P}$

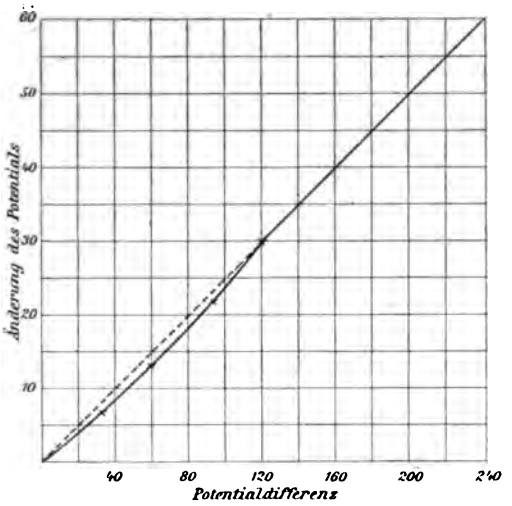


Fig. 5.

Tabelle 4.

Entfernung *a b*	Aenderung des Potentials bei *e*	Entfernung *a b*	Aenderung des Potentials bei *e*
2 cm	4,7	8 cm	18,7
4	10,8	12	21,6
6	17,1		

Fig. 6 zeigt diese Verhältnisse graphisch.

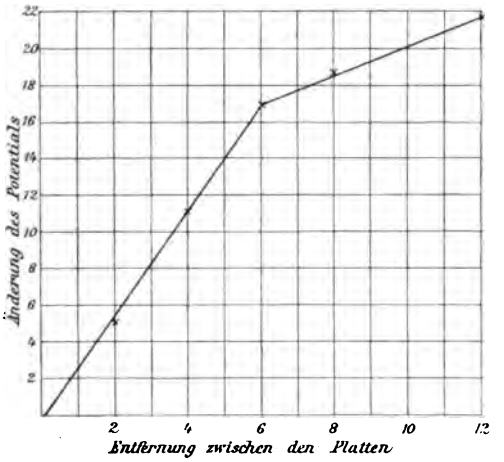


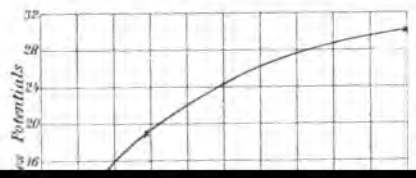
Fig. 6.

§ 7. Bei dem folgenden Versuche blieb die Entfernung zwischen den Platten und die Potentialdifferenz constant, aber die Intensität der Strahlen wurde variirt. Die Entfernung *a b* war 6 cm und *e b* 1 cm. Die Potentialdifferenz betrug 120 Volt. Die Intensität der Strahlen wurde durch Einschaltung von Stanniolblättern zwischen dem Rohre und den Platten verändert. Sie wurde der Entladungsgeschwindigkeit proportional gesetzt, die sie zwischen zwei Stanniolblättern verursachte, wenn dieselben senkrecht zu den Strahlen angebracht waren, wobei die Entfernung zwischen den Blättern 2 cm, und die Potentialdifferenz 120 Volt betrug.[1]) Die ursprüngliche Intensität wurde als Einheit genommen.

Tabelle 5.

Intensität der Strahlen	Aenderung des Potentials bei *e*
1	30,0 Volt
0,39	21,6
0,1	11,6
0,04	4,2

Fig. 7 zeigt diese Verhältnisse graphisch.



§ 8. Bei Verwendung anderer Metalle war das Potentialgefälle an den Platten geringer, aber nur wenn die Strahlen die Platten berührten. Wurde dies verhindert

Daher wurden, um den Einfluss verschiedener Metalle zu untersuchen, die Platten senkrecht zu den Strahlen angeordnet, wobei die dem Rohre zugekehrte Platte immer aus Aluminium oder Stanniol bestand. In diesem Falle war die Leitfähigkeit des Gases auf der dem Rohre zugekehrten Seite grösser, als auf der dem Rohre abgekehrten Seite; ferner ergab sich, als die beiden Platten aus Aluminium bestanden, die Veränderung des Potentials durch die *X*-Strahlen 1 cm von der negativen Platte 14,1 Volt, wenn diese Platte dem Rohre am nächsten, 26,5 Volt wenn sie am entferntesten vom Rohre war. Das Mittel aus beiden Werthen beträgt 15,3 Volt. Wenn die Platten parallel zu den Strahlen standen, und die Strahlen durch eine Aluminiumplatte von der Dicke der früher gebrauchten Platte gingen, so war die Veränderung des Potentials 1 cm von der negativen Platte 28,3 Volt. Die mittlere Entfernung der Platten von dem Rohre war in beiden Fällen 35 cm. Bei senkrechter Incidenz der Strahlen ist also das Potentialgefälle an der Platte kleiner als bei streifender Incidenz. Diese Thatsache tritt noch deutlicher hervor, wenn man andere Metalle benutzt.

Beim Vergleich der verschiedenen Platten war die Platte nächst dem Rohre, die wir *a* nennen wollen, immer aus Stanniol. Die Platte *b*, die am entferntesten vom Rohre war, wurde variirt. Alle Platten hatten einen Durchmesser von 15 cm, *e* war ein Punkt 1 cm von *b* entfernt. Die anderen Bedingungen waren dieselben wie bei dem ersten Versuche.

Die folgenden Beobachtungen wurden mit verschiedenen Metallen gemacht.

Tabelle 6.

Metall bei *b*.	Aenderung des Potentials bei *e* durch die *X*-Strahlen, wenn *b*				
	positiv	negativ		positiv	negativ
Platin	— 9	14	Eisen	— 16	22
Blei	— 11	17	Stanniol	— 16	23
Stahl	— 15	21	Neusilber	— 15,5	23,5
Zink	— 15	22	Messing	— 16	24,5
Kupfer	— 15	22	Aluminium	— 17,5	26,5

Wirkung der Strahlen gezeigt. Dieses Gesetz, mit denselben Stanniolblättern, mit welchen früher die Intensität der Strahlen gemessen wurde, geprüft, erwies sich jedenfalls als annähernd richtig.

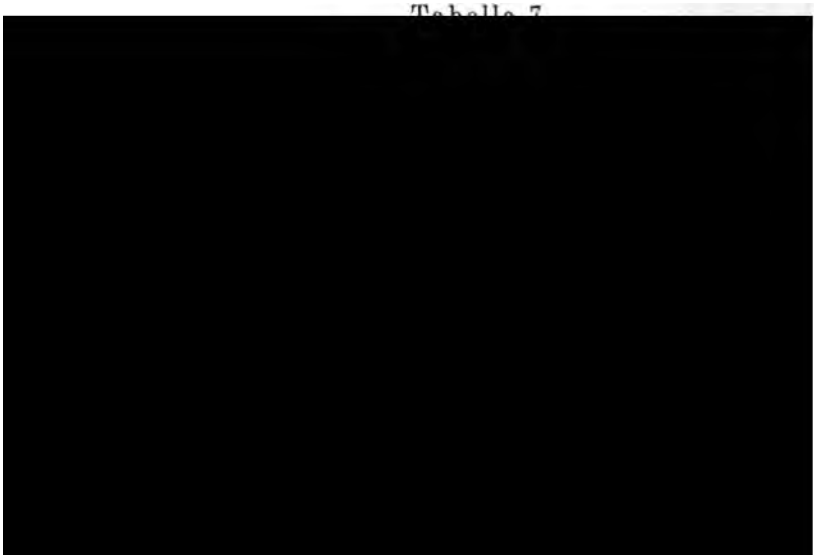
Oxyd an der Oberfläche hatte nur einen geringen Einf auf das Resultat.

§ 9. Es ist zu erwarten, dass der Strom zwischen Platten am schwächsten bei den Metallen ist, die das grö Potentialgefälle an der Oberfläche zeigen. Die Entladu geschwindigkeit bei Anwendung verschiedener Metallpla ist zwar von Benoist und Hurmuzescu[1]) untersucht, es schien zweckmässig die Entladungsgeschwindigkeit mit in den früheren Experimenten gebrauchten Platten zu stimmen. Zu diesem Zwecke wurde das Electrometer mit Platte verbunden, und der Ausschlag beobachtet, welcher d eine 4 Sec. dauernde Bestrahlung hervorgebracht wurde.

Zunächst wurden die Platten parallel den Strahlen stellt. Es war schon gefunden, dass wenn die Strahlen zwis den Platten verliefen, ohne sie zu berühren, das Poten gefälle an der Oberfläche vom Metalle unabhängig war. An wurde gefunden, dass unter den gleichen Umständen die l ladungsgeschwindigkeit zwischen den Platten vom Metall abhängig war. Bei senkrechter Stellung der Platten zu Strahlen war dagegen die Entladungsgeschwindigkeit in ho Grade durch die Natur des Metalles bedingt.

Die Entfernung zwischen den Platten war 1 cm. Potentialdifferenz war 120 Volt. Die Platte *a* war im von Stanniol und positiv geladen. Das Mittel mehrerer B achtungen ist in folgender Tabelle gegeben.

Tabelle 7.



Das Verhältniss des Entladungsstromes bei zwei verschiedenen Metallen ist übrigens, wie folgende Tabelle zeigt, abhängig vom Potential der Platten.

Tabelle 8.

Potentialdifferenz	Ausschlag des Electrometers für b Aluminium	Platin	Verhältniss der Ausschläge
8 Volt	5,3	6,7	1,26
16	7,5	13,3	1,77
30	8,4	15	1,78
60	8,8	16	1,82
120	10	17	1,7

Wie man sieht, tritt der Unterschied in dem Verhalten verschiedener Metalle bei niederem Potential weniger hervor als bei höherem.

Dann wurde die Entfernung zwischen den Platten variirt, indem die Platten so bewegt wurden, dass ihre mittlere Entfernung vom Rohre konstant war.

Die Potentialdifferenz zwischen den Platten war 120 Volt.

Tabelle 9.

Entfernung zwischen den Platten	Ausschlag des Electrometers Aluminiumplatte	Platinplatte bei b	Verhältniss der Ausschläge
0,5 cm	8	15,2	1,79
1	9,3	16,6	1,79
2	10,2	18	1,76
4	11,2	18	1,61
8	10,5	15	1,46

Daraus folgt, dass das Verhältniss zwischen der Entladungsgeschwindigkeit von Platin und Aluminium etwas grösser wird, wenn die Entfernung zwischen den Platten abnimmt.

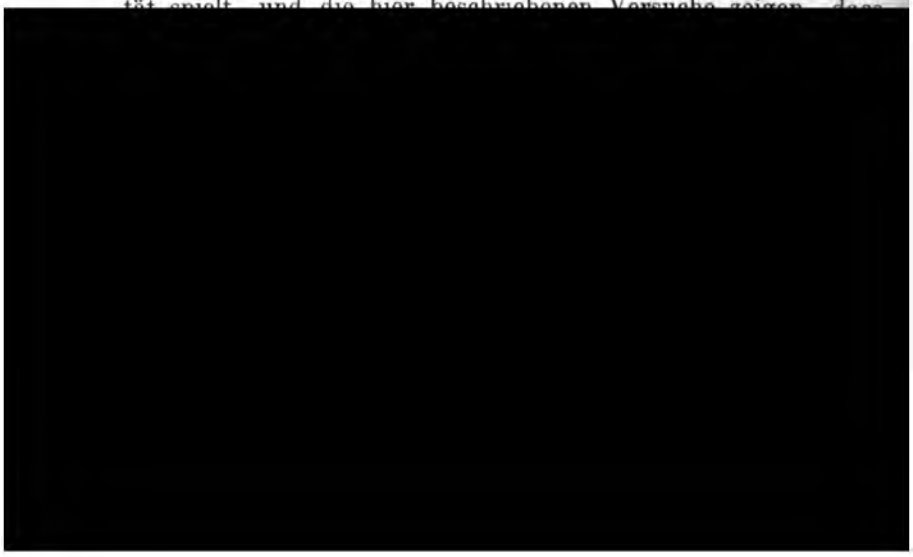
Wir sehen also, dass unter gewissen Umständen die durch die *X*-Strahlen verursachte Entladungsgeschwindigkeit in hohem Grade von der Natur des sich entladenden Metalles abhängt, während unter anderen Umständen das Metall nur wenig Einfluss ausübt, und wenn die Strahlen die Platten nicht berühren, sogar gänzlich unabhängig von der Natur des Metalles ist. Diesem Umstande sind zweifellos die voneinander abweichenden Resultate verschiedener Beobachter bezüglich der

Variation der Entladungsgeschwindigkeit bei verschiedenen Metallen zuzuschreiben.

§ 10. Benoist und Hurmuzescu haben die Behauptung aufgestellt, dass die Metalle, welche *X*-Strahlen am meisten absorbiren, Electricität unter Wirkung der *X*-Strahlen am schnellsten entladen. Es war nicht möglich, das Absorptionsvermögen der hier verwendeten Metalle zu bestimmen, und Daten sind dem Verfasser nur für wenige Metalle bekannt. Es ist aber wohl bekannt, dass im allgemeinen die dichteren Metalle die *X*-Strahlen stärker absorbiren. Daraus folgt offenbar, das die vorhergehenden Versuche die Behauptung von Benoist und Hurmuzescu im allgemeinen bestätigen, und sie zeigen auch, dass das kleinste Potentialgefälle an der Oberfläche der am stärksten absorbirenden Metalle stattfindet.

§ 11. Also zeigen diese Versuche: *erstens, dass ein grosses Potentialgefälle an der Oberfläche der Metalle, wenn Entladung durch X-Strahlen verursacht wird, stattfindet; zweitens, dass dieses Potentialgefälle abnimmt, wenn die X-Strahlen die Platten treffen; und drittens, dass es bei den die X-Strahlen am meisten absorbirenden Metallen am meisten abnimmt.*

Es ist von Interesse diese Resultate mit denen von Elster und Geitel[1]) bei der Entladung von electrisirten Körper durch ultraviolettes Licht zu vergleichen. Aus ihren Versuchen folgt offenbar, dass die Absorption des Lichtes durch das Metall eine wichtige Rolle bei der Entladung der Electricität spielt, und die hier beschriebenen Versuche zeigen, dass



gelungen, die gewünschte Genauigkeit zu erreichen, und es erscheint daher rathsam, die Veröffentlichung der Ergebnisse zu verschieben, bis eine genauere Untersuchung vorgenommen werden kann.

Schliesslich möchte ich Hrn. Prof. Warburg für das fördernde Interesse, mit dem er die vorliegende Arbeit begleitet hat, sowie Hrn. Dr. Kaufmann für seine gütige Unterstützung meinen Dank aussprechen.

Berlin, Physik. Inst. d. Universität, März 1898.

(Eingegangen 16. März 1898.)

13. *Nachweis der dünnen Zenker'schen Blättchen in den nach Lippmann Verfahren aufgenommenen Farbenbildern;* *von R. Neuhauss.*

In seinem „Lehrbuch der Photochromie“ führt Zenker das Zustandekommen der Farben bei photographischen Aufnahmen nach den Verfahren von Seebeck, Becquerel Poitevin u. a. zurück auf Bildung von sehr feinen Silberschichten innerhalb der lichtempfindlichen Substanz. Diese Schichten (dünne Zenker'sche Blättchen) werden nach Zenker durch stehende Lichtwellen hervorgerufen und haben einen gegenseitigen Abstand gleich der halben Wellenlänge desjenigen Lichtes, welches ihre Entstehung verursachte.

Dass stehende Lichtwellen thatsächlich erzeugt werden sobald bei Reflexion an einer glänzenden Fläche der einfallende Strahl mit dem reflectirten interferirt, bewies bekanntlich O. Wiener in seiner vortrefflichen Arbeit über stehende Lichtwellen.[2]) Mit Hülfe überaus sinnreicher Methoden photographirte er stehende Lichtwellen und erhob damit ihre Existenz über jeden Zweifel. Dass aber, wie Zenker behauptet, in der Farbenphotographie die Farben thatsächlich durch stehende Lichtwellen erzeugt werden, hat Wiener nicht nachgewiesen. Um einen solchen Nachweis zu führen, hätte

ufbauendes Farbenverfahren und gab uns damit für der-
leichen Untersuchungen ein weit geeigneteres Material, durch-
ichtige Bildschichten auf Glasunterlage, in die Hand. Gleich-
ohl wurde in der Folgezeit kein Versuch unternommen, die
Viener'schen Arbeiten in dem an-
deuteten Sinne fortzuführen und damit
m Streite über die Richtigkeit der
enker'schen Theorie ein Ende zu be-
iten. Vereinzelt herrschte wohl die
einung, dass sich mit unseren gegen-
rtigen optischen Hülfsmitteln der
ecte Beweis von dem Vorhandensein
: dünnen Blättchen überhaupt nicht
ringen lasse, weil diese hypothetischen
bilde unterhalb der Grenze des Er-
nungsvermögens liegen müssten. Das
ige letzterer Ansicht legte Verfasser [1]
Jahre 1894 dar: Die halbe Wellenlänge
Spectralroth beträgt 0,00038 mm; die-
Abstand würden also die dünnen
ttchen haben, welche unter dem Ein-
se rothen Lichtes entstehen. Der
stand der Querstreifen bei Amphi-
ura beträgt nur 0,00022—0,00025 mm.
s Streifensystem in einem Querschnitte
es Lippmann'schen Farbenbildes
ss sich demnach leichter lösen lassen,
Amphipleura pellucida.

Dünne Zenker'sche Blättchen erzeugt durch stehende Lichtwellen. Vergr. 4000 linear.

Gelegentlich sehr umfangreicher
ersuchungen über das Lippmann'-
eFarbenverfahren im Sommer 1897 [2]
nühte sich Verfasser, auch den Nach-
s von dem Vorhandensein der dünnen
nker'schen Blättchen zu erbringen.
ie Glasplatte wurde mit Collodium und nach dem Trocknen des
eteren mit Silbereiweiss überzogen. Die Belichtung in der

1) R. Neuhauss, Photogr. Rundschau 1894. Heft 12. p. 360; Eder's
rb. f. Photographie u. Reproductionstechnik für das Jahr 1895. p. 188.
2) Photogr. Rundschau 1897, Heft 11 und 12; 1898, Heft 1—5.

Quecksilberkassette geschah mit Hülfe des Spectrographen, die Hervorrufung mit Pyrogallus-Ammoniumcarbonat. Die ausfixirte und getrocknete Bildschicht, welche prächtige Spectralfarben zeigte, liess sich leicht vom Glase abziehen. Nunmehr kam es darauf an, möglichst feine Querschnitte in der rothen Zone der Bildschicht, wo die Verhältnisse zum Erkennen der dünnen Blättchen am günstigsten liegen, herzustellen. Da die Ausführung der Schnitte nicht nur feinste Mikrotome, sondern auch eine geschulte Hand erfordert, so bat Verfasser Hrn. E. Flatau am I. anatomischen Institute zu Berlin, diese Arbeit zu übernehmen. Genannter Herr erklärte sich in liebenswürdigster Weise bereit und fertigte gegen 100 vorzügliche Schnitte. Zum Zwecke der Schnittführung wurde das zu bearbeitende Stück des Collodium-Eiweisshäutchens zum Theil in Paraffin, zum Theil in Celloidin gebettet. Die Paraffinbettung ermöglichte sehr viel feinere Schnittführung.

Bei Amphipleura pellucida spielt der Brechungsexponent des einbettenden Mediums eine hervorragende Rolle. Je höher der Brechungsexponent ist, um so leichter gelingt die Auflösung; am besten arbeitet es sich mit Präparaten, die im Realgar (Brechungsexponent 2,4) liegen. Daher war zu erwägen, ob man für die Einbettung der Schnitte ebenfalls ein Medium von so hohem Brechungsexponenten benutzen sollte. Die Verhältnisse liegen aber bei Schnitten dieser Art ganz anders als bei Diatomeen: Die feinen, aus metallischem Silber bestehenden Lamellen sind bereits im Eiweiss der Bildschicht eingebettet. Der Brechungsexponent derjenigen Substanz, in welcher das Eiweisshäutchen mit den Lamellen schwimmt, kann die Auflösungsfähigkeit nicht beeinflussen.

Auf Grund dieser Erwägungen wurde für die Schnitte ein einbettendes Medium gewählt, dessen Brechungsexponent demjenigen des Objectträgers und Deckglases möglichst nahe steht, also Kanadabalsam. Einzelne Versuche wurden auch mit Glycerinbettung unternommen, da vorauszusehen war, dass Glycerin durch Aufquellung des Eiweiss die Lamellen weiter auseinander schieben und daher für die Auflösung besonders günstige Vorbedingungen schaffen würde.

Bei Auflösung von Streifensystemen ist es wünschenswerth, vorher zu wissen, in welchem Abstande sich die Streifen ver-

nuthlich befinden. Wahl des Objectives, Lichtquelle und Beleuchtungsart hat sich hiernach zu richten. Die Schnitte waren in der rothen bis rothgelben Spectralzone ausgeführt, wo die in Luft gemessenen halben Wellenlängen zwischen 0,00033 und 0,00038 mm schwanken. Die Länge der Lichtwellen ist aber umgekehrt proportional dem Brechungsexponenten des Mediums, in dem sich das Licht bewegt. Da der Brechungsexponent des lufttrockenen Bromsilbereiweiss für rothes Licht annähernd 1,5 beträgt, so würde der Lamellenabstand innerhalb der Bildschicht bei unseren Schnitten zwischen 0,00022 und 0,00025 mm liegen. Nun ist aber die Aufquellung des Präparates durch das einbettende Medium zu berücksichtigen. Um den Grad der Aufquellung zu ermitteln, verglich Verfasser Schnitte, die in Paraffinbettung verblieben waren mit Schnitten in Kanadabalsam und in Glycerin. Ob durch Kanadabalsam überhaupt Aufquellung herbeigeführt wird, liess sich mit Sicherheit nicht feststellen; jedenfalls bleibt dieselbe innerhalb enger Grenzen. Bei Glycerin beträgt die Aufquellung mindestens 30 Proc. Bei den Glycerinpräparaten heben sich also Verminderung des Lamellenabstandes infolge des höheren Brechungsexponenten des Eiweiss und Erhöhung des Lamellenabstandes infolge von Aufquellung gegenseitig auf.

Nunmehr galt es, die für die Auflösung günstigsten Bedingungen der Beleuchtung ausfindig zu machen. Bekanntlich ergiebt sich der kleinste, durch ein bestimmtes Objectiv zu lösende Streifenabstand (e) für centrale Beleuchtung als Quotient der Wellenlänge (λ) durch die numerische Apertur (a), für möglichst schiefe Beleuchtung dagegen als Quotient der halben Wellenlänge durch die Apertur. Bei möglichst schiefer Beleuchtung liegen also die Verhältnisse für die Auflösung am günstigsten.

Unter Annahme eines Lamellenabstandes von 0,00038 mm müsste sich also bei möglichst schiefer Beleuchtung und Benutzung des weissen Tageslichtes ($\lambda = 0{,}00055$ mm) das Streifensystem auflösen lassen, wenn ein Objectiv mit 0,72 num. Ap. verwendet wird; denn: $e = \lambda / 2\,a$

$$a = \frac{0{,}00055}{2 \,.\, 0{,}00038} = 0{,}72.$$

Die Auflösung muss also schon mit jedem guten, starken Trockensystem vor sich gehen. Eine Immersion mit grösserer Apertur als 1 würde erst nöthig, wenn der Lamellenabstand unter 0,00028 mm herabsinkt.

Praktische Versuche ergaben jedoch, dass mit möglichst schiefer Beleuchtung bei unseren Schnittpräparaten überhaupt nichts zu erreichen ist. Da die dünnsten Paraffinschnitte immer noch eine Dicke von 0,002 mm haben, so sieht man bei schiefer Beleuchtung nur ein wirres Durcheinander von Schatten und verschwommenen Umrissen der Silberkörnchen.

Die Benutzung von möglichst schiefem Lichte verbot sich auch deshalb, weil hierbei Diffractionssäume, welche jede Art von Streifung vortäuschen können, unvermeidlich sind. Die unter allen Umständen anzustrebende, *gänzliche* Vermeidung von Diffractionssäumen lässt sich nur bei centraler Beleuchtung unter Anwendung *möglichst* breiter Lichtkegel erreichen.

Für centrale Beleuchtung gilt, wie oben bemerkt, die Formel: $e = \lambda/a$

$$a = \frac{0{,}00055}{0{,}00038} = 1{,}45.$$

Um ein Präparat mit Streifenabstand von 0,00038 mm bei weissem Tageslichte und centraler Beleuchtung zu lösen, wäre also ein Objectivsystem von 1,45 num. Ap. erforderlich. Zeiss fertigt Monobromnaphthalinimmersionen mit 1,60 num. Ap.; doch kommen dieselben bei vorliegenden Untersuchungen nicht in Frage, weil das einbettende Medium einen Brechungs-

die Verhältnisse bei mikrophotographischen Aufnahmen in viertausendfacher Linearvergrösserung. Das gelbbraune Präparat, welches viel blaues Licht verschluckt, stellt sich dem Auge als zu dunkel dar. Zwar liess sich an besonders günstigen Stellen die Streifung auch bei Ocularbeobachtung erkennen. Im Mikrophotogramm, wo die Addition der Lichteindrücke eine Rolle spielt, wurde die Lamellenstructur aber viel schöner sichtbar.

Die am Negativ gemessenen Abstände der Streifen stimmen genau mit den errechneten Lamellenabständen überein. Damit war der Beweis geliefert, dass die Zenker'sche Theorie, betreffend das Zustandekommen der Farben bei farbigen photographischen Aufnahmen, richtig ist.[1])

Einige Versuche lehrten, dass auch bei Benutzung von Licht grösserer Wellenlänge als $\lambda = 0{,}00045$ mm trotz centralen Lichteinfalls die Auflösung der Streifensysteme herbeizuführen ist. Hier machten sich jedoch die Unvollkommenheiten der bisher verwendeten Oelimmersion störend bemerkbar; denn immer, wenn der Beleuchtungskegel hinreichend breit war, wurde das Bild verschwommen. Die Möglichkeit, mit breitesten Beleuchtungskegeln zu arbeiten, ist abhängig von der bestmöglichen sphärischen und chromatischen Correction des Objectives. Auf Bitte des Verfassers hatte die Firma Zeiss (Jena) die Liebenswürdigkeit, für die Fortsetzung der Untersuchungen einen ihrer vorzüglichen Apochromate mit 1,40 mm Apertur zur Verfügung zu stellen. Die hiermit erzielten Resultate sind sehr bemerkenswerth: Die Streifensysteme liessen sich bei centralem Lichteinfall mit weissem und gelbem Lichte auflösen, auch wenn, wie bei den in Kanadabalsam gebetteten Präparaten, der Streifenabstand zwischen 0,00022 mm und 0,00025 mm liegt. Ohne die Richtigkeit der Formel $e = \lambda/a$ in Frage zu stellen, lässt sich hierfür eine befriedigende Erklärung geben: Mit dem Zeiss'schen Objectiv war Verfasser im Stande, selbst die Apertur 1,30 voll[2]) auszunutzen. Erst

1) Dass nach Wiener's Untersuchungen (Wied. Ann. 55. p. 225. 1895), das Zustandekommen der Farben *mitunter* auf Körperfarben beruht, ist eine Sache für sich.

2) Selbstverständlich wurde hierbei die Frontlinse des Kondensators und die Unterseite des Objectträgers durch Oel verbunden.

bei noch weiterer Steigerung der Breite des Beleuchtungskegels wurde das Bild verschwommen. Bei so erheblicher Breite des Beleuchtungskegels wirken aber neben den centralen Lichtbündeln gleichzeitig sehr schiefe, welche ihre Wirkung nach der Formel $e = \lambda/2\,a$ ausüben. Die schiefen Lichtbündel ohne die centralen anzuwenden ist, wie wir oben sahen, unstatthaft.

Freilich würde bei so breiten Beleuchtungskegeln wohl auch das Zeiss'sche Objectiv versagt haben, wenn uns nicht ein anderer Umstand zu Hülfe käme. Man versuche einmal, Amphipleura pellucida mit so breitem Beleuchtungskegel zu lösen! Man wird nicht nur keine Querstreifung, sondern auch von der Kieselschale nur noch wenig sehen. Das *Structurbild* verträgt eben nicht so breite Beleuchtungskegel. Ganz anders steht es mit dem auf Absorption beruhenden Bilde: Die feinsten Geisseln gefärbter Bacterien treten am besten in die Erscheinung, wenn man die volle Apertur (1,40) des Systems ausnutzt. Bei unseren Schnitten haben wir in der gelbbraunen Farbe des Silberniederschlages ein Mittelding zwischen Absorptions- und Structurbild. Wegen des Unterschiedes im Brechungsexponenten des metallischen Silbers und des einbettenden Eiweis kommt das Absorptionsbild nicht voll zur Geltung. Aus diesem Grunde vertragen die Präparate zwar nicht einen so breiten Beleuchtungskegel, wie gefärbte Bacterien, aber einen erheblich breiteren, als Amphipleura pellucida.

Streifung verschwindet. Bei noch weiterer Verkleinerung der Apertur tritt wieder Streifung auf: es sind aber Diffractionssäume, die sich durch die Art ihres Verlaufes und durch ihr Erscheinen auch *ausserhalb* des Schnittes als solche verrathen.

Wir wollen schliesslich noch auf einige Besonderheiten hinweisen, die sich auf den Querschnitten darbieten.[1]) Stets ist diejenige Hälfte der Bildschicht, welche der Collodiumunterlage und dem Glase zugekehrt war, glasklar; nur diejenige Hälfte, welche während der Aufnahme mit dem Quecksilber in Berührung stand, weist Silberniederschlag auf. Die Wirkung der einfallenden und am Quecksilberspiegel reflectirten Lichtstrahlen war also nicht kräftig genug, um die Bildschicht in ihrer ganzen Dicke zu verändern. An denjenigen Theilen, welche dem Quecksilber zunächst lagen, ist der Silberniederschlag am undurchsichtigsten; er hellt sich nach der Mitte der Bildschicht hin allmählich auf, um etwa in der Mitte derselben völlig zu verschwinden. Merkwürdigerweise finden sich vereinzelte Silberkörnchen dort, wo die Bildschicht der Collodiumunterlage auflag. Hier fand an der Trennungsfläche der beiden Medien schwache Reflexion statt, welche aber nur wenige Silberkörnchen zu verändern vermochte.

Innerhalb der Zone des Silberniederschlags sind im ganzen 6—8 Streifen (Durchschnitte der dünnen Zenker'schen Blättchen) sichtbar.

Die Aufnahmen lehren auch, weshalb die Farben bei Betrachtung der Lippmann'schen Bilder von der Glasseite aus viel weniger leuchtend sind: Hier sind dem Auge diejenigen Theile des Silberniederschlages zugekehrt, bei welchen die Lamellenbildung infolge der bereits stark geschwächten Lichtwirkung nicht mehr recht fertig wurde.

Die Lamellen zeigen nicht schnurgeraden, sondern wellenförmigen Verlauf. Dies hängt damit zusammen, dass die Oberfläche der Bildschicht nicht eben, sondern infolge des Silberkornes und der durch Austrocknung bedingten Schrumpfung runzelig ist. Da das Quecksilber sich der Schicht genau an-

1) Die Figur veranschaulicht die thatsächlichen Verhältnisse nur in mangelhafter Weise. Ein Lichtdruck nach einem der Originalnegative des Verfassers ist veröffentlicht in: Dr. R. Neuhauss, Die Farbenphotographie nach Lippmann's Verfahren. Halle a. S. 1898. W. Knapp.

legt, so müssen die dünnen Blättchen denselben Verlauf zeigen, wie die Oberfläche.

Es bleibt im hohen Grade wünschenswerth, diese Untersuchungen fortzusetzen und auf Mischfarbenaufnahmen auszudehnen. Wie bei letzteren sich die Anordnung der Lamellen gestaltet, können wir vor der Hand mit Sicherheit noch nicht sagen; verschiedene Vermuthungen sind darüber aufgestellt, aber nur Mikrotom und Mikroskop können endgültigen Aufschluss geben. Derartige Untersuchungen würden uns sicherlich auch darüber aufklären, weshalb das Lippmann'sche Verfahren gerade bei Mischfarbenaufnahmen so viele Misserfolge zeitigt.

Wichtig wäre auch festzustellen, wie bei Platten, welche physikalisch entwickelt wurden, und welche ebenfalls Farben, wenn auch falsche zeigen, sich die Lamellenbildung gestaltet. Da hier nicht Reduction der belichteten Silbertheilchen, sondern Auflagerung von Silber aus dem Entwickler stattfindet, so ist Lamellenbildung nicht ohne weiteres zu erklären.

(Eingegangen 19. Februar 1898.)

14. *Prüfung der Ketteler-Helmholtz'schen Dispersionsformeln an den optischen Constanten anomal dispergirender, fester Farbstoffe;* *von A. Pflüger.*

(Hierzu Taf. I Fig. 4—6.)

Einleitung.

Alle Theorien der optischen anomalen Dispersion gründen sich auf die Annahme, dass die Dispersion des Lichtes in der ponderabeln Masse wesentlich bedingt sei durch das Mitschwingen der Körpermolecüle bez. ihrer electrischen Ladungen, oder durch electrische, in den Molecülen erregte Schwingungen. In denjenigen Schwingungsgebieten, für die die Periode der Aetherwellen nahezu gleich der molecularen Schwingungsdauer ist, und also heftiges Mitschwingen erfolgt, findet anomale Dispersion statt. Dabei ist die stets mit ihr verbundene Absorption als ein Energieverlust aufzufassen, der durch einen der Reibung ähnlichen Vorgang entsteht.

Insbesondere führen, wie Hr. Ketteler[1]) gezeigt hat, sowohl die Ketteler'sche elastische[2]), wie die Helmholtz'sche electromagnetische[3]) Theorie zu folgenden Dispersionsformeln:

$$n^2 - \varkappa^2 - 1 = \sum \frac{D \cdot \lambda^2 (\lambda^2 - \lambda_m^2)}{(\lambda^2 - \lambda_m^2)^2 + g^2 \lambda^2} \tag{1a}$$

$$2 n \varkappa = \sum \frac{D g \lambda^3}{(\lambda^2 - \lambda_m^2)^2 + g^2 \lambda^2} \,. \tag{1b}$$

Die Summe ist zu erstrecken über sämmtliche schwingungsfähige Molecülgattungen, aus denen das Medium besteht. Die λ_m, D, g sind positive Constante, die in den verschiedenen Theorien verschiedene Benennungen haben. Und zwar ist g ein Maass der Dämpfung, λ_m die Wellenlänge im Aether, die der Eigenschwingung der Molecüle entspricht, D hängt in der

1) Ketteler, Wied. Ann. **49.** p. 382. 1893.

2) Ketteler, Theor. Optik. Braunschweig 1885. Vgl. auch Ketteler, Wied. Ann **53.** p. 823. 1894.

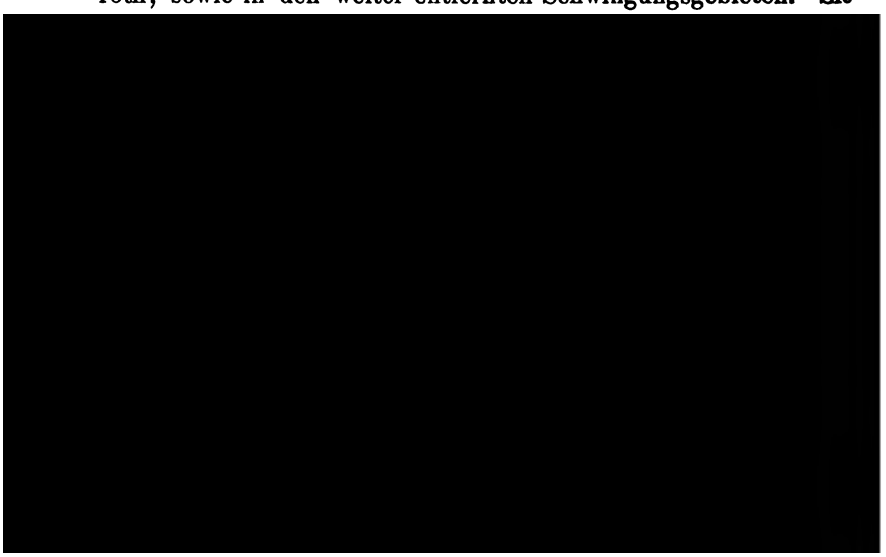
3) Helmholtz, Electromagnet. Theorie d. Lichts. Hamburg 1897.

elastischen Theorie mit dem Brechungsindex für unendlich lange Wellen, in der electrischen mit der Dielectricitätsconstante des Mediums zusammen. λ ist die variable, der Schwingungsdauer proportionale Wellenlänge. n ist der Brechungsindex, $\varkappa$ der Extinctionsindex des Mediums für *senkrechte Incidenz.*[1]) Letzterer ist dadurch charakterisirt, dass die Amplitude der Schwingungen beim Durcheilen einer Schicht von der Dicke der Wellenlänge λ im Verhältniss $1 : e^{2\pi\varkappa}$ abnimmt. Nur bei den Metallen, und bei den anomal dispergirenden Körpern innerhalb des Absorptionsstreifens nimmt $\varkappa$ beträchtliche Werthe an. Ausserhalb des Streifens ist $\varkappa$ sehr klein und die Absorption wird praktisch gemessen durch den Ausdruck e^{Kd}, wo d die Dicke und K den Absorptionscoefficienten bedeutet. Es ist also

$$K = \frac{4\pi\varkappa}{\lambda}. \tag{2}$$

Man kann darum, und darauf wird in dieser Abhandlung öfters Bezug genommen, ausserhalb des Absorptionsstreifens auf ein solches anomal dispergirendes Medium die Gesetze durchsichtiger Körper anwenden.

Die hier untersuchten Farbstoffe zeigen nun im allgemeinen mehrere solche starke Absorptionsstreifen, d. h. Gebiete anomaler Dispersion im sichtbaren Theil des Spectrums sowohl, als auch im Ultraviolett und wahrscheinlich auch im Ultraroth, sowie in den weiter entfernten Schwingungsgebieten. Sie



Dann muss man sich den Absorptionsberg zusammengesetzt denken aus einer Reihe nahezu symmetrischer Partialberge, und die Summe zunächst über alle Streifen und innerhalb eines unsymmetrischen Streifens über seine Unterabtheilungen erstrecken.

Um die Theorie an der Erfahrung zu prüfen, bestimmt man experimentell die n und $\varkappa$, setzt für jede Wellenlänge die zusammengehörigen Werthe in die Gleichungen ein und berechnet die Constanten. Auf diese Weise hat Hr. Ketteler[1]) die Prüfung seiner ursprünglichen, von den oben mitgetheilten nur unwesentlich verschiedenen Formeln an den optischen Constanten alkoholischer Cyaninlösungen vorgenommen und die Theorie bestätigt gefunden. Die Art der Rechnungen wird im Schlusscapitel besprochen werden.

Nun ist die Absorption selbst in Lösungen stärkster Concentration sehr gering und die anomale Dispersion äussert sich dementsprechend in sehr geringem Maasse. Die Variationen des Brechungsindex betragen im höchsten Falle nicht zwei Einheiten der zweiten Decimale. Ausserdem ist es nicht gelungen, die Dispersion *im* Absorptionsstreifen messend zu verfolgen, und darum konnte ein Vergleich mit den berechneten Werthen in diesem Strahlengebiet von Hrn. Ketteler nicht vorgenommen werden.

Soweit ich die Literatur zu übersehen vermag, sind diese Arbeiten des Hrn. Ketteler die einzigen geblieben, die sich die Prüfung der *vollständigen*, oben mitgetheilten Dispersionsformeln zur Aufgabe gemacht haben. Alle übrigen Arbeiten beziehen sich auf den Zwischenraum zwischen zwei Absorptionsstreifen. Für dieses Gebiet der völligen Durchsichtigkeit nehmen die Formeln (1) eine sehr einfache Gestalt an. Da $\varkappa$ vernachlässigt werden kann, fällt die Formel (1 b) vollständig weg und es ergiebt sich durch Reihenentwickelung von (1 a) für den Brechungsindex die bekannte vier- bez. fünfconstantige Formel:

$$n^2 = a + \frac{b}{\lambda^2} + \frac{c}{\lambda^4} - d\lambda^2 - e\lambda^4,$$

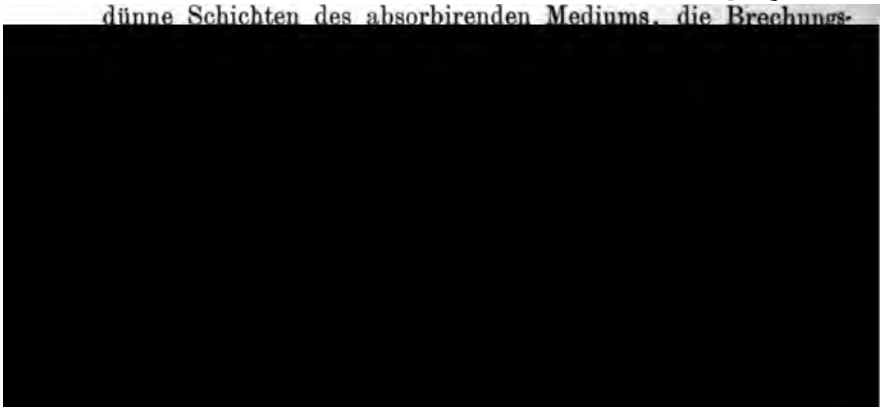
1) Ketteler, Theoret. Optik p. 559 u. 592; Wied. Ann. 12. p. 481. 1881; 15. p. 337. 1882.

die nach den Messungen verschiedener Beobachter an durchsichtigen Substanzen befriedigend mit der Erfahrung übereinstimmt, und in der unter Umständen die Glieder e/λ^4 und $e\lambda^4$ weggelassen werden können.

Es erschien mir darum von hohem Interesse, die vollständigen Formeln, d. h. auch die Verhältnisse innerhalb des Absorptionsstreifens an den optischen Constanten der *festen* Farbstoffe zu prüfen. Bei diesen ist die Messung der Dispersion innerhalb des Absorptionsstreifens gelungen, und es variirt, wie aus einer früheren Mittheilung[1]) hervorgeht, der Brechungsindex innerhalb eines sehr kleinen Schwingungsgebietes in ganz ausserordentlichem Maasse, beim Fuchsin z. B. zwischen 2,7 und 0,8. Der Extinctionsindex ferner erreicht beträchtliche Werthe und wird unzweifelhaft ebenso stark variiren.

Zur experimentellen Bestimmung der n und $\varkappa$ kann man sich directer und indirecter Methoden bedienen. Die letzteren laufen im allgemeinen auf die Beobachtung des von der Oberfläche eines Mediums reflectirten Lichtes und auf eine Anwendung der Formeln der Metallreflexion hinaus. Sie enthalten also complicirte theoretische Voraussetzungen, in denen ausserdem die n und $\varkappa$ nicht isolirt nebeneinander, sondern miteinander verknüpft auftreten.

Die directen Methoden sind von diesen Voraussetzungen frei. Unabhängig voneinander bestimmt man die Extinctionsindices aus der Schwächung des Lichtes beim Durchgang durch dünne Schichten des absorbirenden Mediums, die Brechungs-



optischen Constanten der Metalle, die von einigen Beobachtern[1]) auf directem Wege erhalten worden sind, mit den von Hrn. Drude[2]) aus Reflexionsbeobachtungen bestimmten, so findet sich, mit Ausnahme des Wernicke'schen Werthes für Silber, wenigstens für die Extinctionsindices so gut wie gar keine Uebereinstimmung. Man ist also zu der Annahme gezwungen, dass entweder die Formeln der Metallreflexion einer wesentlichen Verbesserung bedürfen, oder dass der Grund der Abweichung in den erheblichen Schwierigkeiten der Beobachtung liegt. Das letztere ist wohl das Wahrscheinliche. Nun hat sich gezeigt, dass die Brechungsindices anomal dispergirender Farbstoffe, bestimmt auf directem Wege[3]), innerhalb des Absorptionsstreifens in völlig befriedigender Weise mit denjenigen Werthen übereinstimmen, die Hr. Walter unter Benutzung der Cauchy'schen Formeln der Metallreflexion erhalten hat. Sollte eine gleich gute Uebereinstimmung für die Extinctionsindices[4]) nachzuweisen sein, so wäre damit die Gültigkeit der Cauchy'schen Formeln, wenigstens für diese Substanzen, ausser allem Zweifel, und diesem weiteren Zwecke soll die Bestimmung dieser Constanten auf directem Wege dienen.

Die vorliegende Arbeit giebt zunächst die Ergänzung zu meinen eben erwähnten Messungen der Brechungsindices fester Farbstoffe und zwar: die experimentelle Bestimmung 1. der Extinctionsindices fester Farbstoffe; 2. ihrer Dispersion und Absorption im Ultraviolett; 3. Wiederholung der Dispersionsmessungen im sichtbaren Spectrum für das feste Cyanin; 4. Prüfung der Theorie an den Constanten des Cyanins.

---

1) Wernicke, Pogg. Ann. Ergbd. 8. p 65. 1878; Kundt, Wied. Ann. **34.** p. 469. 1888; **36.** p. 824. 1889; Rathenau, Absorption des Lichts in Metallen. Diss. Berlin 1889; du Bois und Rubens, Wied. Ann. **47.** p. 203. 1892; **41.** p. 507. 1890; Shea, Wied. Ann. **47.** p. 177. 1892; Pflüger, Wied. Ann. **58.** p. 493. 1896.

2) Drude, l. c.

3) Pflüger, Wied. Ann. **56.** p. 412. 1895.

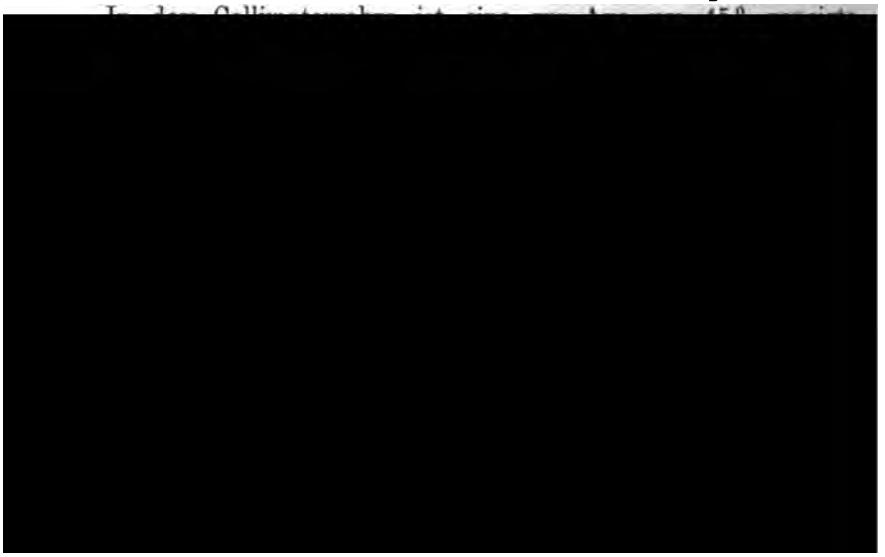
4) *Anm.* Nach Abschluss dieser Arbeit erhielt ich Kenntniss von der Abhandlung des Hrn. S. Bloch, Journ. de phys. (3) **7.** Febr. 1898 (Auszug aus der Diss. Paris 1896), der die $\varkappa$ von dünnen, mit Fuchsin getränkten Collodiumhäutchen direct und indirect bestimmt und ziemlich befriedigende Uebereinstimmung findet.

Die Messung der Extinctionsindices fester Farbstoffe.

1. Die Dickenmessung dünner Farbstoffschichten.

Da die Extinctionsindices aus der Absorption des Lichtes beim Durchgang durch dünne, auf Glas ausgebreitete Schichten des Farbstoffes bestimmt werden sollten, war es zunächst nothwendig, die Dicke dieser Schichten zu messen. Dies geschah nach der von Hrn. Wiener[1]) modificirten Wernicke'schen[2]) Methode, vermittelst deren beide Beobachter die Dickendifferenz dünner Metallschichten bestimmt haben. Das Metall wurde in Form zweier verschieden dicker Spiegel, die in einer scharfen Linie aneinander grenzen, auf eine Glasplatte niedergeschlagen. Hr. Wiener legt nun auf diese Spiegel eine planparallele Glasplatte, die an den Rändern mit etwas Klebwachs in ihrer Lage festgehalten wird. Dann befinden sich zwischen den beiden Metallspiegeln und der planparallelen Glasplatte zwei verschieden dicke Luftschichten. Die Differenz der Dicken dieser Luftschichten, gemessen an der Trennungslinie der Spiegel, ist gleich der Differenz der Dicken der Spiegel, vorausgesetzt, dass die Spiegel überall gleich dick sind.

Die Dicke der Luftschichten wird in folgender Weise gemessen. Man setzt die beiden zusammengepressten Glasplatten senkrecht vor den feinen Spalt des Collimatorrohres eines Spectrometers, derart, dass die Grenzlinie der beiden Spiegel horizontal, und zwar senkrecht zur Mitte des Spaltes steht.



ıd Hinterfläche der planparallelen Glasplatte und von der berfläche der beiden Spiegel reflectirt sind. Diejenigen trahlen, die von den beiden Begrenzungsflächen der hinteren latte reflectirt werden, kommen nicht in Betracht, da sie ıim Durchgang durch die Spiegel erheblich geschwächt werden.

Das Spectrum erscheint von einer ziemlich scharfen, ınklen Linie, dem spectral ausgezogenen Bilde der Grenznie der beiden Spiegel, in eine obere und untere Hälfte ıtheilt. Da die beiden Luftschichten als dünne Blättchen irken, erscheint in jeder der beiden Hälften ein System on Interferenzstreifen, deren Zahl von der Dicke der zuehörigen Luftschicht abhängt. Sind beide Luftschichten leich dick, so fällt ein Interferenzstreifen der oberen Hälfte enau in die Verlängerung eines Streifens der unteren, also uf dieselbe Wellenlänge. Sind dagegen die Dicken verchieden, so sind die Streifen, wie eistehende Fig. 1 zeigt, längs der Grenzlinie gegeneinander verschoen. Die Grösse dieser Verschieung ist von der Wellenlänge abhängig, und also für verschiedene Farben verschieden. Ueber die ganze Erscheinung lagert sich natürlich dasjenige Spectrum, das aus den an der vorderen Glasfläche reflectirten Strahlen besteht. Doch hat dies durchaus keine störende Wirkung.

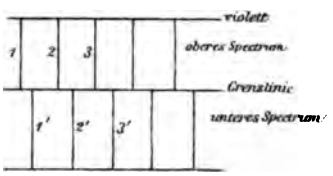


Fig. 1.

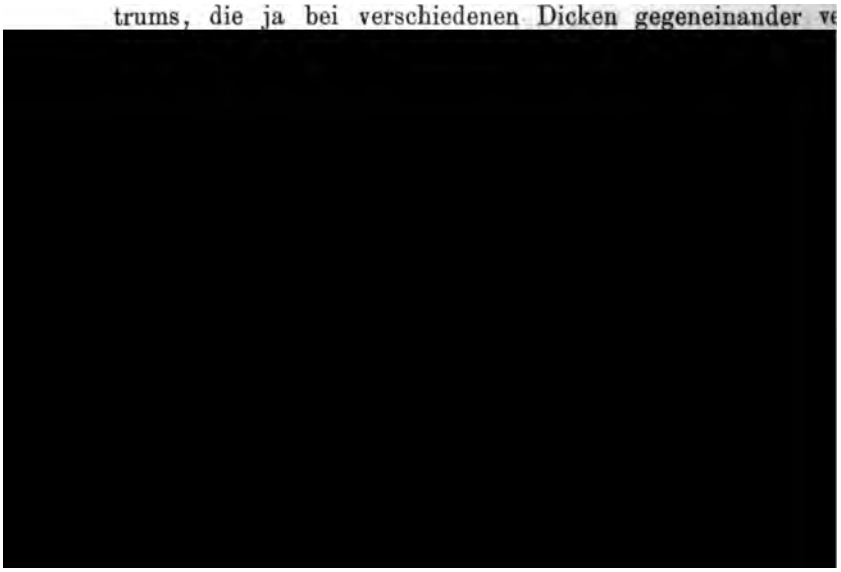
Kennt man die Wellenlänge λ eines Streifens, so ist bekanntlich die Dicke des dünnen Blättchens gleich einem ganzen Vielfachen von $\lambda/2$. Bezieht sich λ auf das obere, λ' auf das untere Spectrum, so sind daher die Dicken d und d' der beiden Luftschichten gegeben durch die Gleichungen:

$$(3)\qquad \begin{cases} d = \dfrac{m\lambda_m}{2} = \dfrac{(m+1)\lambda_{m+1}}{2} = \dfrac{(m+2)\lambda_{m+2}}{2} \cdots \\ d' = \dfrac{m'\lambda'_m}{2} = \dfrac{(m'+1)\lambda'_{m'+1}}{2} = \cdots \end{cases}$$

in denen jedes Glied einem Streifen entspricht und die m, $m+1$ etc. ganze Zahlen sind und die Ordnungszahlen der Streifen heissen.

Die λ werden gemessen. Alsdann können die m und n aus den Gleichungen durch beliebiges Combiniren und Gleichsetzen je zweier Glieder berechnet werden. Offenbar müssen nun die *ganzen* Zahlen m und m' absolut genau bestimmt sein, wenn man die Dicken d und d' genau ermitteln will. Ist die Luftschicht dünn, also die Zahl der Interferenzstreifen gering und dementsprechend die Ordnungszahl klein, so hat die trotz der unvermeidlichen Fehler bei der Bestimmung von λ keine Schwierigkeit. Man findet etwa aus vier Combinationen der obigen Gleichungen die Werthe der m: 10,1, 10,2, 9,9, 9,8. Dann weiss man mit absoluter Genauigkeit, dass $n = 1$ ist. Anders wird die Sache, wenn die Luftschicht dick und die Ordnungszahl dementsprechend gross ist, wie das aus später zu erörternden Gründen in dieser Arbeit immer der Fall ist. Sei etwa das m eines Streifens = 100, die Berechnung aus vier Combinationen ergebe aber, da die Fehler procentual dieselben bleiben, die Werthe 101, 102, 99, 98. Da wäre es sehr gewagt, das Mittel aus diesen Werthen als den richtigen Werth anzusehen. Die Methode versagt dann, so lange es nicht gelingt, die Fehler zu verringern.

In unserem Falle kommt es nun hierauf nicht an. Denn es handelt sich nicht um die absolute Dicke jeder einzelnen Luftschicht, sondern uns interessirt nur ihre Differenz. Unter diesen Umständen ist es nun offenbar nur nothwendig, genau zu wissen, welche Streifen des oberen und des unteren Spectrums, die ja bei verschiedenen Dicken gegeneinander ver-



der Differenz bis auf einen sehr kleinen Theil wieder heraus. Man nimmt darum zur Berechnung einfach das Mittel aus den verschiedenen Bestimmungen des m.

Da uns somit m eigentlich gar nicht interessirt, können wir mit Hrn. Wiener aus drei Gleichungen, die drei Interferenzstreifen entsprechen:

$$2d = m\lambda_m = (m+1)\lambda_{m+1},$$
$$2d' = m\lambda'_m$$

finden:

$$d - d' = \frac{\lambda_m - \lambda'_m}{\lambda_m - \lambda_{m+1}} \cdot \frac{\lambda_{m+1}}{2}. \tag{4}$$

Beide Methoden der Berechnung der Dickendifferenz sind in dieser Arbeit angewandt worden.

Die Methode der Dickenbestimmung setzt voraus, dass die Phasenänderung, die bei der Reflexion am Metall stattfindet, für beide Schichten gleich gross ist, eine Forderung, die bei genügender Dicke der Schichten erfüllt ist.

Nun ist es mir aber nicht gelungen, zwei verschieden dicke Farbstoffschichten auf derselben Glasplatte so niederzuschlagen, dass sie in einer scharfen Grenzlinie aneinander stossen. Es musste also versucht werden, die Dicke jeder einzelnen Schicht zu bestimmen und dabei die Schwierigkeit, die sich aus einer etwaigen Verschiedenheit der Phasenänderung an Glas und an Farbstoff ergab, zu umgehen.

Für Fuchsin wurde nun, aus später zu erörternden Gründen, die Grösse der Absorption aus dem Verhältniss der Lichtschwächungen *zweier* verschieden dicker Schichten, für Cyanin direct aus der Lichtschwächung *einer* Schicht bestimmt. Es mussten darum für Fuchsin zwei verschieden dicke Spiegel, für Cyanin nur einer auf derselben Glasplatte erzeugt werden. Dies geschah nach folgendem Verfahren.

Man bereitet zwei Lösungen des Farbstoffes in absolut wasserfreiem, frisch destillirtem Alkohol von verschiedener Concentration. Diese werden filtrirt, in flache Schalen gegossen und im Sandbade auf 40—50° C. erwärmt. Die auf Ebenheit geprüften Glasplatten (Spiegelglas, $1^1/_2$ cm dick, 3×6 cm Fläche) wurden mit Alkohol gereinigt und im Sandbade auf die gleiche Temperatur gebracht. Nun bringt man die Hälfte

der Oberfläche einer Platte mit der Lösung in Berührung indem man sie schief eintaucht, und hebt sie schnell, aber vorsichtig wieder heraus. Der Alkohol verdunstet augenblicklich und auf der Platte bleibt eine Farbstoffschicht zurück. Diese wird sofort auf gute Spiegelung und Ebenheit geprüft. Im allgemeinen hat natürlich eine solche Schicht Unebenheiten, die sich im durchgehenden Lichte durch den Wechsel dunkler und heller Stellen, bei sehr dünnen, unbrauchbaren Schichten auch durch verschiedene Oberflächenfärbung bemerkbar machen. Das Verfahren muss dann wiederholt werden. Bei einiger Uebung gelangt man schon nach kurzer Zeit zum Ziel und kann dann durch Eintauchen in die andere Lösung anderer Concentration die zweite Hälfte der Platte mit einer Schicht von anderer Dicke bedecken. Durch beliebige Variation der Lösungen kann man so beliebige, möglichst verschieden zu wählende Schichten erzeugen. Auch hier ist man bei einiger Uebung im Stande, aus dem verschiedenen Grade der Durchsichtigkeit der Schichten auf Dicken zu schliessen, wie sie für die Versuche tauglich sind.

Zunächst müssen alle Schichten ausgeschlossen werden, die im reflectirten Licht eine Oberflächenfarbe zeigen, die von der Farbe dicker Schichten verschieden ist. Sie sind so dünn, dass man nicht mit Sicherheit darauf schliessen kann, ob die Constanz der Phasenänderung bei der Reflexion, die erst bei einer gewissen Dicke beginnt, besteht. Bei den untersuchten Schichten, deren dünnste eine Dicke von 172 Millionstel Millim.

die planparallele Glasplatte aufgedrückt. Nach der oben beschriebenen Methode wird dann bei jeder Schicht die Dicke der Luftschichten Glas—Farbstoff und Glas—Glas bestimmt. Ihre Differenz ist die Dicke der Farbstoffschicht.

Hierbei ist aber zu bedenken, dass die Phasenänderung an der Grenzfläche Luft—Farbstoff innerhalb des Gebietes anomaler Dispersion erheblich mit der Wellenlänge variirt, die des Glases dagegen constant ist. Wollte man also die Messungen im ganzen Bereich des Spectrums vornehmen, so müsste man zunächst die Grösse dieser Phasenänderung im ganzen Spectrum bestimmen.

Ich habe diesen Weg nicht eingeschlagen, sondern mich darauf beschränkt, nur in solchen Spectralgebieten zu messen, in denen der Farbstoff keine anomale Dispersion zeigt. In diesen befolgt der Farbstoff wenigstens sehr angenähert die Gesetze durchsichtiger Körper. Fuchsin würde also im Roth, wo sein Brechungsindex grösser als 1 ist, dieselbe Phasenänderung zeigen wie das Glas. In der That hat Hr. Wernicke[1]) gefunden, dass erst bei etwa $\lambda = 640\ \mu\mu$ die Phasenänderung zu variiren beginnt. Die Messungen wurden deshalb für Fuchsin vom äussersten Roth bis $\lambda = 640\ \mu\mu$, für Cyanin von $\lambda = 480\ \mu\mu$ bis zum Violett, soweit die Helligkeit gestattete, ausgedehnt.

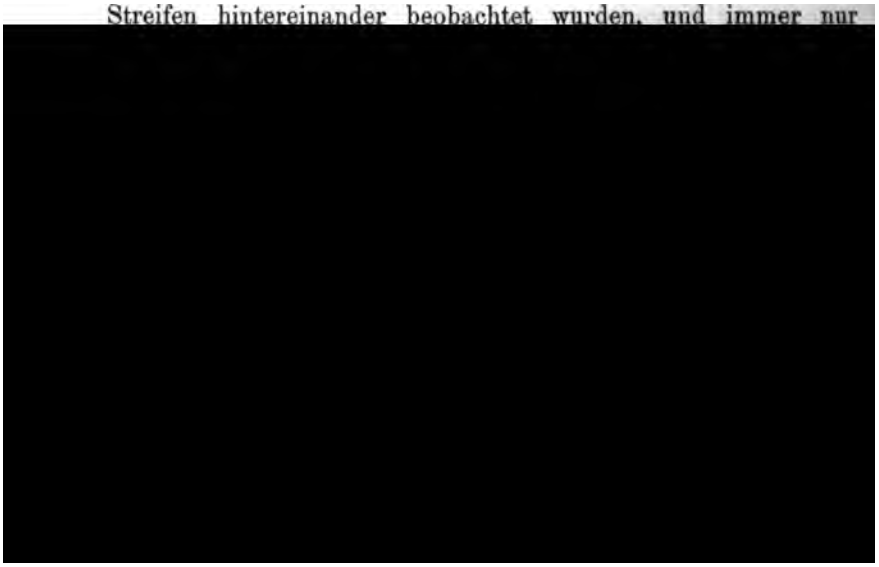
Hier setzt aber eine andere Schwierigkeit ein. Zur Bestimmung der Dicken braucht man mindestens zwei, zur Erhöhung der Genauigkeit aber noch mehr Interferenzstreifen. Um also in das verhältnissmässig kleine zu untersuchende Strahlengebiet möglichst viele Streifen zusammenzudrängen, muss die Dicke der Luftschichten gross sein. Diesem Zwecke dienen die Blattsilberstreifen. Je enger die Streifen aber liegen, um so grösser wird die Ordnungszahl, und um so geringer die relative Genauigkeit der Messungen. Bei meinen Versuchen liegt die Ordnungszahl des ersten Streifens im Roth zwischen 70 und 130. Da die Streifen trotz der grössten Sorgfalt bei der Justirung immer eine gewisse Unschärfe zeigen, konnte die Ordnungszahl höchstens auf 1 Proc. genau bestimmt werden. Es war also, wie oben ausgeführt, nothwendig, genau

1) Wernicke, Pogg. Ann. **159**. p. 198. 1876.

die zusammengehörigen Streifen mit gleichem n zu bestimmen. Das Hülfsmittel, das Hr. Wiener[1]) angiebt, nämlich die Verschiebung im Roth mit der im Violett zu vergleichen, und so auf einen Blick die zusammengehörigen Streifen zu erkennen, ist hier mit grosser Vorsicht zu gebrauchen, da die Phasenänderung variabel und damit die Verschiebung unregelmässig ist.

Indessen gelingt es auch hier nach einiger Uebung, aus dem Grade der Durchsichtigkeit der Schichten ihre ungefähre Dicke, und aus der Art der Vertheilung der Streifen mit absoluter Genauigkeit die zusammengehörigen Streifen zu bestimmen. Dies wurde dadurch erleichtert, dass die Dicke der Schicht im höchsten Falle 500 $\mu\mu$ betrug, was im Roth einer Verschiebung von etwa $1^2/_3$ des Abstandes zweier aufeinander folgender Streifen entspricht. Man braucht dann nur zu entscheiden, ob ein Streifen der oberen Hälfte des Spectrums zu dem ersten oder zweiten Nachbar der unteren Hälfte gehört. Dies ist bei einiger Uebung sehr leicht, und damit ist der Hauptfehler beseitigt.

Eine weitere Fehlerquelle ist das langsame Wandern der Streifen, das infolge geringer Lagenänderungen der Glasplatten zu einander fast immer erfolgt. Um den hieraus entspringenden Fehler nach Möglichkeit zu verringern, wurden die Ablesungen und Einstellungen so schnell, als mit der Genauigkeit verträglich, vorgenommen. Da niemals mehr als fünf Streifen hintereinander beobachtet wurden, und immer nur



parallel der Glasplatte, auf der sie aufliegt, verläuft. Denn es kann zufällig auch die planparallele Glasplatte nicht parallel der Spiegelglasplatte, sondern parallel der Oberfläche des Farbstoffes liegen. Indessen wird dies bei der Kleinheit der Farbstofffläche im Verhältniss zur Planparallelplatte im allgemeinen dann nicht der Fall sein, wenn es mit leichter Mühe, ohne starkes Pressen, gelingt, die Interferenzstreifen senkrecht zu stellen.

Alsdann wurde die Beschaffenheit der Fläche parallel der Begrenzungslinie dadurch untersucht, dass man sie langsam von rechts nach links vor dem Spalt vorbeiführte. Jede Unebenheit macht sich dann dadurch bemerkbar, dass die Grösse der Verschiebung der Streifen sich ändert. Bei der Kleinheit der Fläche war nun in fast allen Fällen entweder eine nahezu constante Neigung der Fläche zur Glasoberfläche vorhanden, oder es befand sich ungefähr in der Mitte entweder ein Berg oder ein Thal. Es wurde zunächst wieder eine Auswahl getroffen, und so eine Reihe von Spiegeln ausgesondert, an deren jedem die Dickenmessungen an drei Stellen, links, in der Mitte, rechts ausgeführt wurden. Von diesen endlich wurden wieder nur diejenigen zur photometrischen Messung zugelassen, bei denen der Unterschied der Dicken an den drei Stellen so gering war, dass man als durchschnittliche Dicke der Farbstoffschicht unbedenklich den Durchschnitt der drei gemessenen Dicken annehmen konnte. Beim Fuchsin blieben auf diese Weise von etwa 40 Spiegeln nur fünf übrig.

Wegen der Kleinheit des untersuchten Spectralbereiches musste dieses durch starke Dispersion soweit ausgedehnt werden, als die mit der Dispersion zunehmende Unschärfe der Interferenzstreifen gestattete. Die günstigste Mittelstellung zwischen den beiden Grenzfällen, nämlich geringer Dispersion, grosser Schärfe der Streifen einerseits, grosse Dispersion und Unschärfe andererseits, war durch besondere Versuche für den Durchschnitt der benutzten Ordnungszahlen ungefähr festgelegt worden. Diese Unschärfe und die vorher besprochene Unebenheit der Schichten bilden die einzigen für die vorliegende Messung in Betracht kommenden Fehler. Die übrigen sind diesen gegenüber zu vernachlässigen.

In gewissen Fällen lassen sich sowohl Messungen als

Rechnungen abkürzen und gleichzeitig die Genauigkeit erheblich erhöhen. Wenn nämlich ein Interferenzstreifen der oberen Hälfte des Spectrums genau in die Verlängerung eines Streifens der unteren fällt, ist die Dicke der zu messenden Schicht gleich einem ganzen Vielfachen der halben Wellenlänge des Streifens. Und zwar ist der Multiplicationsfactor gleich 1, wenn, wie in beistehender Fig. 2, Streifen x die gleiche Ordnungszahl m hat, wie Streifen 2. Er ist gleich 2, wenn das m von x gleich dem m von Streifen 1 ist. Erkennt man aus der Vertheilung der Streifen, dass diese Bedingung sich erfüllen lässt, so kann man mit leichter Mühe, durch vorsichtige Aenderung der Pressung der Glasplatten, zwei Streifen zur Coincidenz bringen. Besonders beim Cyanin, wo ein grosser Farbenbereich im Blau und Violett zur Verfügung stand, und die Dicke durchschnittlich 200 $\mu\mu$ betrug, war dies Verfahren mehrmals möglich. Bei der grossen Menge der Streifen gewährt dann das Spectrum den Anblick eines Maassstabes mit Nonius.

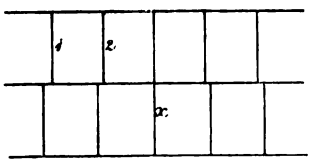


Fig. 2.

Um die gegenseitige Lage der Glasplatten bequem verändern zu können, wurde ein Apparat benutzt, der sich im Berliner physikalischen Institut vorfand. Auf einem Messingtischchen mit Stellschrauben sind zwei senkrecht stehende starke Messingplatten 1 und 2 in einem Abstand von ca. 2 cm

und derart justirt, dass die Begrenzungslinie des Farbstoffes senkrecht zur Mitte des Spaltes verläuft.

Das im Collimatorrohre befindliche, unter 45° geneigte Glasplättchen wurde seitlich beleuchtet, und zwar entweder mit Sonnenlicht, oder mit dem Licht einer starken Bogenlampe bez. des Zirkonbrenners, das durch eine Linse parallel gemacht worden war. Aus dem Lichtbündel wurde durch eine schmale rechteckige Blende ein Lichtband ausgeschnitten, das den Collimatorspalt reichlich bedeckte. Auf diese Weise wird störendes überflüssiges Licht aus dem Apparat ferngehalten. Zu demselben Zwecke waren Collimator- und Fernrohrobjectiv mit geeigneten Blenden versehen.

Das Spectrometer, ein neues, ausgezeichnetes Instrument von Schmidt und Haensch, war mit 2-Secundenablesung, Steinheil'schen Objectiven und Wahnschaff'schem Theilkreis versehen, und erfüllte alle Anforderungen, die man an ein grosses Präcisionsspectrometer stellen muss. Das Spectrum wurde mittels eines Rowland'schen Gitters erzeugt. Der Theilkreis war in bekannter Weise ausgewerthet, und eine in grösstem Maassstabe gezeichnete Dispersionscurve (gerade Linie) gestattete, zu jeder Winkeleinstellung die zugehörige Wellenlänge auf $^1/_2$ Ångström genau abzulesen.

433,1		
426,6		
426,6		
427,1		
431,8		175,1
435,3		176,2
437,0		176,2
438,7		179,4
430,7	507,8	175,0
434,0	501,2	176,7
436,1	504,2	172,8
427,8	510,6	169,7
442,4	505,0	175,1
434,8	501,7	166,0
429,9	501,5	173,7
427,5	501,5	172,1
Mittel = 431,5	Mittel = 504,2	Mittel = 173,6

Nun werden die Glasplatten derart justirt, dass ihre Ebene senkrecht zur Collimatoraxe steht. Alsdann wird durch Anziehen der Schrauben bewirkt, dass die Interferenzstreifen senkrecht zur Begrenzungslinie verlaufen. Dann ist alles zur Messung bereit.

Um ein Beispiel der Genauigkeit zu geben, seien einige Messungsreihen mittlerer Güte wiedergegeben. Die Zahlen bedeuten millionstel Millimeter. (Vgl. Tabelle auf voriger Seite.)

Die schliesslichen Resultate finden sich in folgenden Tabellen. Die Zahlen bedeuten wieder millionstel Millimeter. Beim Fuchsin trägt jede der Glasplatten 1—5 zwei Schichten *a* und *b*. Für jede Schicht sind drei Zahlen (links, in der Mitte, rechts gemessen) angegeben. *d* ist die Differenz der Durchschnittsdicken je zweier Schichten *a* und *b*.

Beim Cyanin ist jede Schicht besonders numerirt. *D* ist dann ihre Durchschnittsdicke.

Tabelle 1.

Fuchsin.

Platte	1		2		3		4		5	
Schicht	*a*	*b*	*a*	*b*	*a*	*b*	*a*	*b*	*a*	*b*
Links	392,2	222,0	375,4	205,0	415,0	204,9	486,7	321	305,2	173,6
Mitte	431,5	250,3	365,5	220,8	398,0	196,7	504,2	317	314,0	176,4
Rechts	380,4	238,3	338.4	216,9	405,2	188,8	513,8	312	331,7	166,0
d	164,5		147,9		209,0		184,6		143,0	

[redacted]

irenden Mediums durchsetzt, ist (unter Ausserachtlassung der eflectirten Intensität) gegeben durch das Verhältniss

i) $$\frac{J}{J'} = e^{-\frac{4\pi\varkappa d}{\lambda}}$$

o J' die Intensität nach dem Verlassen der Schicht, d die icke der Schicht, λ die absolute Wellenlänge des Lichtes ezogen auf den unbelasteten Aether) und $\varkappa$ den Extinctions-dex des Mediums bedeutet. Dieser hat die in der Einlei-ng besprochene physikalische Bedeutung.

Benutzt man zur Messung zwei verschieden dicke Schich-en desselben Mediums, so gilt dieselbe Formel. Nur be-eutet dann d die Differenz der Dicken, J die Intensität des urch die zweite Schicht geschwächten Lichtes.

Die Lichtschwächung wurde mittels eines König'schen pectralphotometers bestimmt, das die Firma Schmidt und Haensch mir freundlichst zur Verfügung stellte. Das Princip nd die Handhabung des Apparates ist von Hrn. König[1]) ingehend beschrieben worden. Hier sei nur erwähnt, dass las Collimatorrohr zwei übereinander liegende Spalte trägt, lie mit den zu vergleichenden Lichtquellen erleuchtet werden. Der Theilkreis des Instrumentes wurde in bekannter Weise ür verschiedene Wellenlängen ausgewerthet. Eine Zeichnung ler Dispersionscurve des Prismas liess dann zu jeder Wellen-änge die zugehörige Theilkreiseinstellung finden. Das Ver-ältniss der Intensitäten der zu vergleichenden Lichtquellen J_1 und J_2 ist für jede Spectralfarbe gegeben durch den Win-el α, um den man ein am Ocular angebrachtes Nicol drehen nuss, wenn man zwei im Beobachtungsfelde erscheinende far-ige Felder auf gleiche Helligkeit bringen will. Und zwar ist

6) $$\frac{J_1}{J_2} = \operatorname{cotg}^2 \alpha.$$

Der Apparat gestattet ein sehr bequemes und schnelles Ar-eiten.

Man kann nun entweder jeden Spalt mit einer der beiden u vergleichenden Lichtquellen erleuchten, — dann ergiebt ine einzige Einstellung sofort das Verhältniss der Intensitäten, der aber man beleuchtet den einen Spalt vermittelst eines

1) A. König, Wied. Ann. **53**. p. 785. 1894.

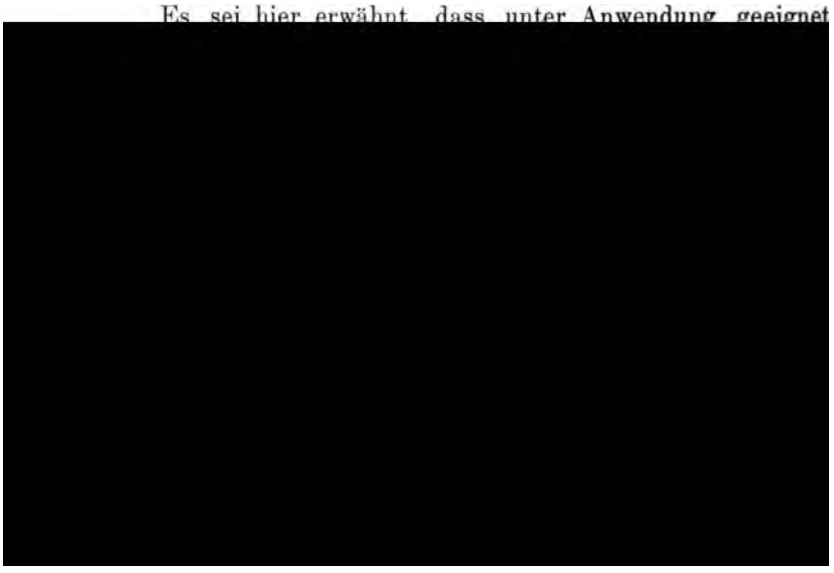
Reflexionsprismas mit einer seitlich aufgestellten Vergleich lichtquelle constanter Intensität J, den zweiten Spalt nac einander mit den Lichtquellen J_1 und J_2, und bezieht die auf J. Dann erhält man

$$\frac{J_1}{J_2} = \frac{\cotg^2 \alpha_1}{\cotg^2 \alpha_2}. \tag{7}$$

Die letztere Methode ist unzweifelhaft vorzuziehen.[1]) unserem Falle würde man also den zweiten Spalt mit ein constanten Lichtquelle erleuchten, und das Verhältniss d Intensitäten messen, nachdem man zuerst die eine, dann d andere absorbirende Schicht vor den Spalt gebracht hat, oder, im Falle nur einer absorbirenden Schicht, das Verhäl niss mit und ohne Einschaltung derselben.

Hierbei wird aber vorausgesetzt, dass die Intensität d Lichtquellen sich nicht in dem Zeitraum zwischen beid Beobachtungen ändert. Eine constante Vergleichslichtquel lässt sich nun leicht herstellen; als solche diente eine Glü lampe, die durch einen constanten Strom gespeist wurd Schwieriger ist es mit der zweiten Lichtquelle. Sie muss wegen der ausserordentlich starken Absorption des Fuchsi und der Dicke der angewandten Schichten sehr stark gewäl werden. Als wirklich constante Lichtquelle hoher Intensit konnte daher nur die Sonne in Betracht kommen, und zw wurde nur bei völlig heiterem, wolkenlosen Himmel beo achtet.

Es sei hier erwähnt, dass unter Anwendung geeignet



erreichte das Wasser schon nach kurzer Zeit eine erhebliche Temperatur. Im Brennpunkt des Hohlspiegels stand ein zweites kleines Wassergefäss, dessen Vorderseite aus mattem Glase bestand. Auf dieser Glasfläche vereinigten sich die Strahlen, und erzeugten einen Lichtfleck hoher Intensität. Aus diesem wurde durch ein metallenes Diaphragma eine kleine Fläche abgegrenzt, die sich bei näherer Prüfung als genügend homogen erleuchtet erwies. Es zeigte sich nun, dass, kurz nachdem durch das Uhrwerk der Lampe die Kohlen zusammengezogen worden waren, die Intensität während ganz kurzer Zeit hinlänglich constant war, vorausgesetzt, dass das Uhrwerk ruhig blieb und die Lampe ohne Geräusch brannte. In dieser Zeit wurden schnell die beiden Ablesungen gemacht und dann bis zum nächsten Reguliren der Lampe gewartet.

Um die beiden verschiedenen, auf derselben Glasplatte befindlichen Schichten schnell hintereinander vor den Spalt bringen zu können, war die Glasplatte in einem metallenen Schlittenapparat angebracht, der senkrecht dicht vor dem Spalt aufgestellt wurde. Der Schlitten, der die Platte trug, konnte mittels einer Schnur, die zum Platze des Beobachters führte, leicht in die Höhe gezogen werden. Nach unten bewegte er sich durch sein eigenes Gewicht. Oben und unten waren metallene Widerlager angebracht, die sich durch Schrauben so einstellen liessen, dass eine Schicht sich genau vor dem Spalt und dem gleich zu beschreibenden Diaphragma befand, wenn der Schlitten gegen das Widerlager anstiess.

Die Glasplatte bewegte sich vor einem Fenster, das in das senkrechte Brett des Schlittenapparates eingeschnitten war. Das Fenster war mit einem Carton bedeckt, das ein kleines, ca. 4 qmm grosses Diaphragma zum Eintritt des Lichtes trug. Dies Diaphragma war in allen Fällen etwas kleiner, als das zu untersuchende Stückchen der Farbstoffschicht. Also wurden beide Schichten von der gleichen Anzahl Strahlen getroffen, wenn die Lichtquelle constant blieb. Die Oberfläche des Glases mit der Schicht war etwa $^1/_2$ mm von dem Diaphragma entfernt.

Fuchsin. [1])

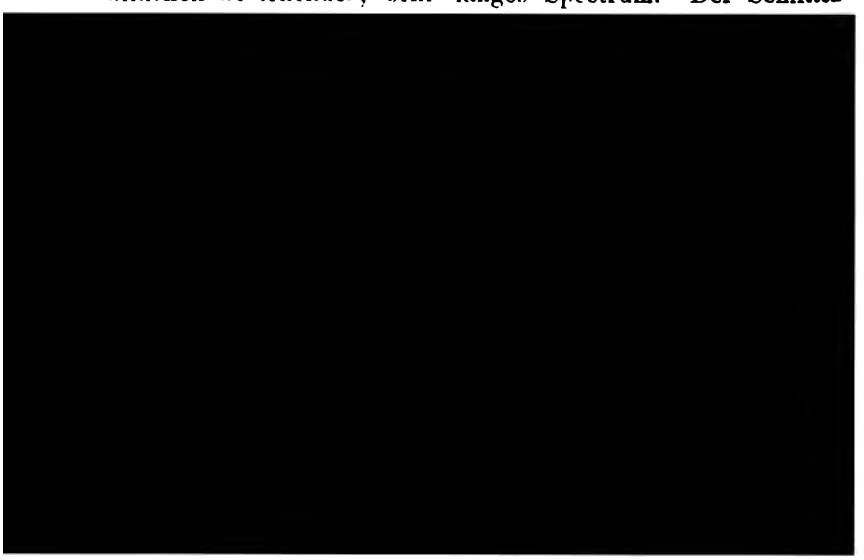
Es wurde die Lichtschwächung zweier verschieden dicker Schichten bestimmt und also in Formel (5) die Dickendifferenz d eingesetzt.

Diese Methode war nothwendig, weil das Absorptionsvermögen des Fuchsins für einzelne Farben so gross ist, dass man das geschwächte Licht mit dem ungeschwächten überhaupt nicht messend vergleichen kann, wenigstens nicht mit dem benutzten Photometer. Die Intensität der E-Linie ($\varkappa = 1{,}22$) wird durch eine Schicht von 500 Millionstel Millimeter Dicke auf den zweimillionsten Theil abgeschwächt.

Die Methode hat den Vortheil, dass man den Betrag der reflectirten Intensität, der für beide Schichten gleich ist, und bei der Rechnung herausfällt, nicht zu kennen braucht.

Sie hat den Nachtheil, dass die Bestimmung der Differenz der Dicken mit einem grösseren Fehler behaftet ist, als die Bestimmung der Dicken selbst.

Die Versuchsanordnung war die folgende. Das von einem Fuess'schen Heliostaten waagrecht reflectirte Lichtbündel durchsetzte zunächst ein Flintglasprisma, das sich auf dem Tischchen eines Hülfsspectrometers befand, dann nacheinander eine Linse von grosser Brennweite, das Diaphragma und die Farbstoffschicht. Die Linse erzeugte in der Ebene des Photometerspaltes ein unreines, aus den aneinander gelagerten Sonnenbildchen bestehendes, sehr langes Spectrum. Der Schlitten-



mit dem Spalt zur Deckung bringen. Es hatte dies den Zweck, alles überflüssige Licht, das an den Rohrwänden diffus reflectirt wird, und bei der grossen Intensität des rothen und violetten, vom Fuchsin durchgelassenen Lichtes jede Messung unmöglich gemacht hätte, aus dem Apparat fernzuhalten. Das Photometer wurde auf dieselbe Spectralfarbe eingestellt, und dann nacheinander durch Bewegung der Schnur des Schlittens erst die eine, dann die andere Schicht vor den Spalt gebracht, und die Einstellung auf gleiche Helligkeit der Felder gemacht.

Da es sich herausstellte, dass das Fuchsin so grossen Intensitäten gegenüber lichtempfindlich ist, und verblasst, wurde die Schicht nur während der Beobachtung vor das Diaphragma gebracht, und dann sofort weggezogen. Ausserdem wurden mit demselben Schichtpaar für jede der vier untersuchten Spectralfarben nur zehn Einstellungen gemacht. Da jede Einstellung nur wenige Secunden dauerte, war die Schicht alles in allem nur wenige Minuten dem Einfluss der Strahlen ausgesetzt, und es zeigte sich in der That nach Beendigung der Messungen keine merkliche Veränderung ihrer Farbe.

In den Gang der Strahlen gebrachte Rauchgläser dienten dazu, für die schwächer absorbirten Strahlen die Intensität des Sonnenlichtes in passender Weise abzuschwächen. Dies war schon aus dem Grunde nöthig, um die aus innerer Reflexion entstehenden Fehler zu vermeiden. Zweitens wurden von den zehn Beobachtungen je fünf mit anderen eingeschalteten Rauchgläsern gemacht, um die Bedingungen des Versuches zu variiren, vorausgesetzt, dass die Intensität für die stärker absorbirten Strahlen dadurch nicht zu gering wurde.

Bestimmungen des $\varkappa$ wurden nur ausgeführt für die Wellenlängen 589, 527, 486 und 455 $\mu\mu$. Aus später zu erörternden Gründen war nämlich die Absicht aufgegeben worden, die Prüfung der Theorie an den Constanten dieses Farbstoffes auszuführen. Die photometrischen Messungen erforderten nun bei der Complicirtheit der Aufstellung und der ungemein schwierigen Justirung einen solchen Aufwand von Zeit und Mühe, dass darauf verzichtet wurde, die Curve des Extinctionsindex mit derselben Genauigkeit festzulegen, wie das später beim Cyanin geschehen ist. Auch musste mit der Zeit sparsam umgegangen werden, da die Messungen nur an völlig

heiteren Tagen, die im Sommer 1897 dünn gesät waren, vorgenommen werden konnten.

Die benutzten Wellenlängen wurden gewählt, weil für dieselben Hr. Walter[1]) sowohl die Brechungsindices als auch die Extinctionsindices aus den Constanten der elliptischen Polarisation nach der Cauchy'schen Theorie berechnet hat.

Die nachfolgende Tabelle enthält die Resultate. Die Genauigkeit kann, bei den erheblichen Schwierigkeiten der Messung, als befriedigend bezeichnet werden.

Die erste Verticalreihe enthält die Nummern der schon in Tab. 1 aufgeführten Glasplatten mit je zwei Schichten.

Tabelle 3.

Extinctionsindices des festen Fuchsins.

Platte	$\lambda = 589$	$\lambda = 527$	$\lambda = 486$	$\lambda = 455$
1	0,73	1,29	1,06	0,48
2	0,75	1,22	1,01	0,43
3	0,71	1,21	0,98	0,39
4	0,81	1,24	0,89	0,40
5	0,82	1,16	0,94	0,43
Mittel =	**0,76**	**1,22**	**0,98**	**0,43**
Berechnet von Walter	0,79	1,42	1,17	0,53

Es zeigt sich, dass die von Hrn. Walter berechneten Werthe sämmtlich grösser sind, und zwar liegen sie für drei Wellenlängen ausserhalb der Grenzen der Beobachtungsfehler

angenehm empfunden, dass die photometrischen Messungen zu einer Jahreszeit angestellt werden mussten, wo auf Sonnenlicht nicht mehr zu rechnen war. Bei der Herstellung der Schichten ergab sich indessen, dass es auf keine Weise gelingen wollte, brauchbare Schichten von grösserer Dicke als 250 $\mu\mu$ zu erzeugen. Da nun das Cyanin erheblich geringeres Absorptionsvermögen besitzt, als das Fuchsin, war es bei dieser Dicke möglich, mit einer starken Gaslampe, dem Triplexbrenner von Schmidt und Haensch, auszukommen. Damit fiel ein grosser Theil der Schwierigkeiten weg.

Nun konnte freilich die Methode, die Absorption zweier verschieden dicker Schichten zu vergleichen, nicht mehr angewandt werden. Denn zur Erlangung einigermaassen brauchbarer Resultate hätte hier, wie beim Fuchsin, die Dickendifferenz so gross genommen werden müssen, dass der Fehler in den Dickenbestimmungen keinen zu grossen Einfluss ausübte. Dann aber hätte die eine Schicht so dünn sein müssen, dass sie sich bedenklich der Grenze näherte, wo die Phasenänderung bei der Reflexion inconstant wird. Auch konnte bei so geringer Dicke die innere Reflexion der schwächer absorbirten Strahlen zu Fehlern Anlass geben.

Ich habe mich darum entschlossen, die Schwächung des Lichtes in nur einer Schicht von genügender Dicke zu untersuchen. Die Intensität des durchgelassenen Lichtes musste also mit der ursprünglichen Intensität verglichen werden. Bei der geringen Absorption fallen die Schwierigkeiten, die beim Fuchsin dieser Methode entgegenstanden, vollständig weg.

Die Methode hat den Vortheil, dass die Dicke der einzelnen Schicht sehr viel genauer bestimmt ist, als die Dickendifferenz. Sie hat den Nachtheil, dass der Betrag der an den Grenzflächen Luft—Cyanin, Cyanin—Glas, Luft—Glas reflectirten Intensitäten R in Rechnung gezogen werden muss. R ist bestimmt durch die Cauchy'sche Formel

$$R = \frac{(n-1)^2 + \varkappa^2}{(n+1)^2 + \varkappa^2}. \tag{8}$$

Hier bedeutet n das Verhältniss der Brechungsindices der angrenzenden Medien, $\varkappa$ den Extinctionsindex des absorbirenden Mediums, beide für senkrechten Auffall des Lichtes genommen. n ist aus meinen früheren Messungen bekannt. $\varkappa$ dagegen ist

unbekannt. Die hieraus entstehende Schwierigkeit wurd folgendermaassen umgangen.

Zunächst wurden auf einer Glasplatte zwei Cyaninschichte von wenig verschiedener Dicke niedergeschlagen. An diese wurden die photometrischen Messungen in gleicher Weise a gestellt wie beim Fuchsin. Die so erhaltenen Werthe von sind wegen der ungenauen Bestimmung der Dickendiffere nur angenähert richtig (wie sich später ergab auf etwa 15 Proc

Zum Vergleiche wurde ferner die Reflexion R bei sen rechtem Auffall des Lichtes an denselben Schichten und f dieselben Spectralfarben gemessen. Aus den R und den b kannten n ergaben sich rohe Werthe der $\varkappa$, die mit den erst gewonnenen angenähert übereinstimmten.

Mit den ersten, durch Messung der Absorption gewonnen Werthen der $\varkappa$ und den bekannten n wurden nun rohe Wert der R für dieselben Wellenlängen berechnet.

Alsdann wurden die photometrischen Messungen jedesm an nur einer der beiden Schichten ausgeführt, und dabei die soeb gefundenen R in die Rechnung eingeführt. Es ergaben s so erheblich genauere Werthe der $\varkappa$. Mit diesen wu wieder der Betrag der Reflexion corrigirt, und so mehrf hin und her gerechnet, bis die Aenderungen der $\varkappa$ von solc Grössenordnung wurden, dass sie die Reflexion nur noch geringem Grade beeinflussten. Mit den so bestimmten wurden dann sämmtliche weiteren Messungen berechnet.

Die Anwendbarkeit des Verfahrens beruht auf dem I

ein unbedecktes Stück der Glasplatte vor das Diaphragma gebracht, und in beiden Fällen die Einstellung des Nicols notirt. Als Vergleichslichtquelle diente wieder die Glühlampe. Es zeigte sich, dass die Triplexlampe während der Dauer der Versuche genügend constante Intensität hatte.

Der Extinctionsindex berechnet sich dann aus der Formel

$$(9) \qquad \frac{(1-r_{lc})(1-r_{cg})}{(1-r_{lg})} \cdot \frac{\operatorname{cotg}^2 \alpha_2}{\operatorname{cotg}^2 \alpha_1} = e^{\frac{4\pi\varkappa d}{\lambda}},$$

wie die r die Grössen der Reflexion an den Grenzflächen Luft—Cyanin, Cyanin—Glas, Luft—Glas bedeuten. Die übrigen Buchstaben haben die früher angegebene Bedeutung.

Entsprechend der grösseren Einfachheit der Justirung, der genaueren Dickenbestimmung und den angenehmeren und weniger anstrengenden äusseren Bedingungen sind die Resultate in grösserer Uebereinstimmung als beim Fuchsin, wie aus den nachfolgenden Tabellen hervorgeht. Es wurden 6 Schichten gemessen. Für zwei derselben, 1 und 2, wurde je eine Messung für eine grosse Anzahl von Wellenlängen angestellt. Die für die Reflexion nöthigen Werthe wurden dabei aus Tab. 4 interpolirt. Diese Resultate finden sich in Tab. 5.

In der letzten Horizontalreihe von Tab. 5 finden sich die Werthe der K (siehe Einleitung), die ein anschauliches Bild der Absorption geben.

Tabelle 4.

Extinctionsindices des festen Cyanins.

Schicht	$\lambda = 645$	$\lambda = 589$	$\lambda = 565$	$\lambda = 535$	$\lambda = 505$
1	0,28	0,70	0,74	0,45	0,14
2	0,27	0,69	0,71	0,45	0,14
3	0,27	0,65	0,71	0,46	0,15
4	0,26	0,65	0,68	0,40	0,13
5	0,28	0,72	0,78	0,51	0,18
6	0,28	0,71	0,78	0,50	0,16
Mittel =	**0,27**	**0,69**	**0,73**	**0,46**	**0,15**

Tabelle 5.

Extinctionsindices des festen Cyanins.

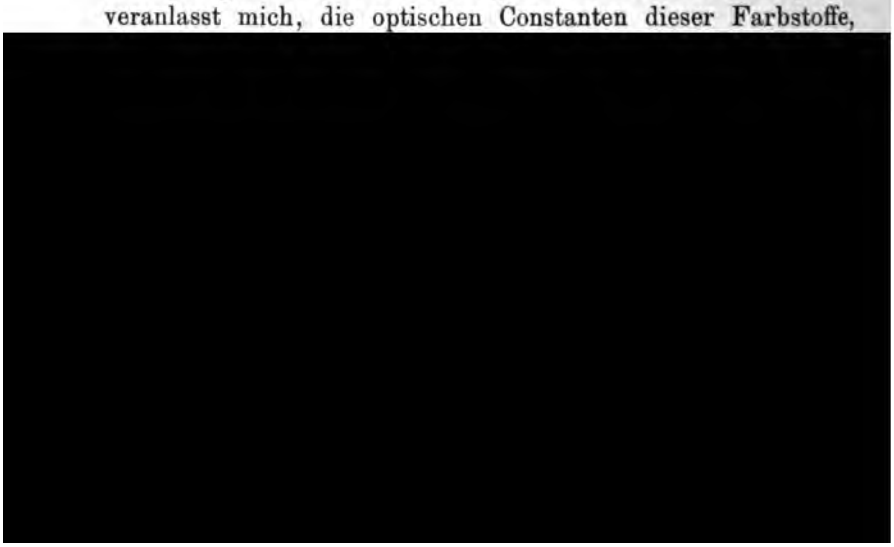
Schicht	$\lambda=710$	$\lambda=700$	$\lambda=680$	$\lambda=660$	$\lambda=640$	$\lambda=620$	$\lambda=600$
1	0,05	0,08	0,08	0,15	0,30	0,54	0,66
2	0,05	0,07	0,10	0,17	0,30	0,54	0,64
Mittel =	**0,05**	**0,08**	**0,09**	**0,16**	**0,30**	**0,54**	**0,65**
$K=$	883	1430	1670	3020	5860	10090	13600

Schicht	$\lambda=580$	$\lambda=570$	$\lambda=560$	$\lambda=540$	$\lambda=520$	$\lambda=500$	$\lambda=480$
1	0,71	0,75	0,72	0,52	0,26	0,10	0,05
2	0,71	0,75	0,72	0,54	0,26	0,12	0,05
Mittel =	**0,71**	**0,75**	**0,72**	**0,53**	**0,26**	**0,11**	**0,05**
$K=$	15300	16600	16200	12300	6300	2770	1310

Eine graphische Darstellung der Curve des Extinctionsindex findet sich in Taf. I, Fig. 4.

Der Absorptionsstreifen des festen Cyanins ist also unsymmetrisch. Das Maximum ist im Vergleich zu den alkoholischen Lösungen nach dem Violett verschoben. Die Curve zeigt auf der Seite der längeren Wellen vor dem Maximum einen charakteristischen Buckel und eine Einsattelung. Wir werden später sehen, dass auch die Dispersionscurve an dieser Stelle einen entsprechenden Buckel hat.

Die gute Uebereinstimmung der Resultate beim Cyanin veranlasst mich, die optischen Constanten dieser Farbstoffe,



Quarzplatte aufgestellt, die eine Schicht des zu untersuchenden Farbstoffes trug.

Die so gewonnenen Photographien zeigten im sichtbaren Theile des Spectrums die früher beschriebenen[1]) Absorptionsbanden. Im Ultraviolett ergaben sich folgende Resultate.

Fuchsin: ein starker Absorptionsstreifen beginnt etwa bei $\lambda = 320\,\mu\mu$ und vernichtet das gesammte Ende des Spectrums.

Hoffmann'sches Violett: ein starker Absorptionsstreifen beginnt etwa bei $\lambda = 300\,\mu\mu$, und vernichtet das gesammte Ende des Spectrums.

Cyanin: von $\lambda = 500\,\mu\mu$ bis zum Ende des Spectrums *keine* bemerkbare Absorption.

Die Dispersion fester Farbstoffe im Ultraviolett.

Auf den Rath des Hrn. Prof. Kayser, dem ich für die freundliche Unterstützung und Anregung bei der vorliegenden Arbeit meinen verbindlichsten Dank ausspreche, benutzte ich eine Methode, deren Princip die Herren Kayser und Runge[2]) zur Bestimmung der Dispersion der Luft angewandt haben.

Auf eine planparallele Quarzplatte wurde nach der von mir ausführlich beschriebenen Methode[3]) ein Doppelprisma des Farbstoffes niedergeschlagen.

Mittels eines grossen Rowland'schen Concavgitters von 6,5 m Brennweite wurde von einem feinen Spalt ein Eisenspectrum grosser Dispersion auf eine photographische Platte entworfen. Zwischen Gitter und photographischer Platte wurde ein grosser Abblendeschirm senkrecht aufgestellt, der eine kleine Oeffnung trug. Vor dieser Oeffnung wurde die Quarzplatte derart befestigt und abgeblendet, dass nur das Doppelprisma ein Fenster für die vom Gitter kommenden Strahlen bildete. Alsdann lenkt jedes der beiden Prismen das auftreffende Strahlenbüschel nach der entgegengesetzten Seite ab, und es entstehen auf der photographischen Platte zwei Bilder jeder Spectrallinie. Ihr Abstand, der dem Sinus des Ablenkungswinkels α proportional ist, sei d.

1) A. Pflüger, Wied. Ann. **56**, p. 412. 1895.
2) Kayser u. Runge, Wied. Ann. **50**. p. 293. 1893.
3) A. Pflüger, l. c. p. 416.

Nun berechnet man aus dem Abstand d des Doppelprism
von der photographischen Platte die Ablenkung δ, welche de
Ablenkungswinkel 1 sec enstpricht. Ist d genügend gross, u
die Ablenkung α durch die Prismen sehr klein, so ist

$$\sin \alpha = \alpha = \frac{d'}{\delta} \text{ sec.}$$

Dann ist der Brechungsindex des Farbstoffes gegeben durch

$$n = \frac{\beta + \frac{d'}{\delta}}{\beta},$$

wo β die Summe der sehr kleinen Winkel des Doppelprism
(in Secunden) ist.

Der Abblendeschirm war ein Apparat mit zwei Schlitt
deren erster sich waagerecht, der zweite sich senkrecht in d
ersten bewegte. In dem zweiten war vor einer Oeffnung
Quarzplatte angebracht, die durch Anziehen zweier zu d
Schlitten führender Schnüre an eine beliebige Stelle des Qu
schnittes des vom Gitter kommenden Strahlenbündels gebrac
und in dieser Lage durch Klemmen festgehalten werden konn
Die Blendung erfolgte durch Tuchjalousien, die sich mit
Schlitten bewegten. Der Abstand des Schirmes von
photographischen Platte betrug im Durchschnitt 1,65 m.

Bei der Kleinheit der Prismen und ihrer grossen E
fernung von dem Gitter erscheint in der Ebene der phc
graphischen Platte nur ein sehr kleines Stück des Spectru
mit wenigen Linien, deren Intensität ausserdem erheblich

Diese Erwartung ist, infolge der mangelhaften Beschaffenheit des hiesigen physikalischen Instituts, nicht erfüllt worden. Die Messungen waren vielmehr die unangenehmsten und zeitraubendsten der ganzen Arbeit. Bei dem Mangel jeder geeigneten Vorrichtung zur festen Aufstellung der Instrumente bewirkt die Nähe des Bahnhofs und die Lage an einem der verkehrsreichsten Plätze der Stadt ein fortwährendes Schwanken und Zittern des ganzen Gebäudes. Die Linien verschwimmen dann vollständig ineinander. Expositionen von mehr als wenigen Minuten Dauer konnten daher nur Nachts in den Stunden von 12 bis 4 Uhr ausgeführt werden, wo der Verkehr ruht, und die Züge weniger häufig fahren. Aber auch zu dieser Zeit, die ausserdem bei den mangelhaften sanitären Verhältnissen des Gebäudes nicht die erfreulichste ist, kann eine unvermuthete Nachtdroschke das Resultat der ganzen Arbeit vernichten. Denn leider kehrt das Gitter nach einer Erschütterung im allgemeinen nicht wieder in seine frühere Lage zurück. Tagsüber bleibt es völlig dem Zufall überlassen, ob es gelingt, die Zeit zwischen zwei vorüberfahrenden Wagen abzupassen.

Unter Anwendung von mehr als 300 photographischen Platten, 800 Pferdekraftstunden des Gasmotors, und in 11 Nächten, die Tage ungerechnet, gelang es, 12 halbwegs brauchbare Aufnahmen zu erzielen. Auch auf diesen waren die Linien theilweise so verwackelt, dass es der Uebung des Hrn. Kayser, der die Liebenswürdigkeit hatte, die Ausmessung zu übernehmen, bedurfte, um zu brauchbaren Resultaten zu gelangen.

Es gelang nur, in den photographisch sehr wirksamen Theilen des Spectrums Aufnahmen zu erhalten. Für Cyanin ergab eine $4^1/_2$stündige Exposition bei $\lambda = 260\ \mu\mu$ absolut keine Wirkung. Auch im Gebiet der Absorption, dass beim Fuchsin im photographisch wirksamen Theile beginnt, waren Aufnahmen unmöglich. Die Expositionen müssten länger dauern als in Bonn möglich ist.

Man darf sich übrigens bei diesen Versuchen nicht durch Beugungsphänomene täuschen lassen, die immer auftreten, wenn der Brechungsindex kleiner als etwa 1,15 ist, und die Winkel der Prismen zu klein sind. Die Methode versagt darum in diesen Fällen.

Bei den oben geschilderten Verhältnissen habe ich dar verzichtet, die Messungen, die eine grosse Expositionszeit fordern, an mehr als einem Prisma jedes Farbstoffes a zuführen.

Fuchsin.

Vier Messungen der brechenden Winkel des Prismas, j bestehend aus 10 Einstellungen, ergaben die Resultate: 1′ 5 1′ 49″, 1′ 49″, 1′ 49″, also das Mittel 1′ 49,5″.

Die Brechungsindices finden sich in den folgenden Tabell deren jede für eine photographische Platte gilt. Auf je Platte wurden diejenigen Doppellinien ausgesucht, die stärksten ausgebildet waren. Die Wellenlängen sind Ångström'schen Einheiten angegeben. Aus den nahe einander liegenden Wellenlängen wurde das Mittel genomm und das Mittel der zugehörigen n als das n dieser mittle Wellenlänge bezeichnet.

Tabelle 6.

Brechungsindices des festen Fuchsins im Ultraviolett.

Platte 1. Expositionszeit 10 Minuten.

$\lambda =$	4119	4128	4132
$n =$	1,15	1,15	1,15

$\lambda = 4126, \quad n = 1{,}15.$

Platte 2. Expositionszeit 8 Minuten.

$\lambda =$	3982	3984	3986	3990	3994
$n =$	1,26	1,23	1,23	1,26	1,24

$\lambda = 3987, \quad n = 1{,}24.$

Platte 3. Expositionszeit $1\,^3/_4$ Stunden.

$\lambda =$	3600	3607
$n =$	1,52	1,52

$\lambda = 3604, \quad n = 1{,}52.$

Platte 4. Expositionszeit $2\,^1/_2$ Stunden.

$\lambda =$	3440	3450
$n =$	1,59	1,61

$\lambda = 3445, \quad n = 1{,}60.$

Die Dispersionscurve des Fuchsins hat also die beistehende Gestalt (Fig. 3). Der von mir früher gefundene Werth für $\lambda = 405\ \mu\mu$ ist darnach zu berichtigen. Die damalige Messung war auch schwerlich in diesem lichtschwachen Theile des Spectrums genau genug. Ferner muss noch hervorgehoben werden, dass der Verlauf der Curve ausserhalb des Absorptionsstreifens durch diese Messung der von Hrn. Walter[1]) aus den Fresnel'schen Formeln berechneten erheblich näher gerückt ist. Indessen ist hieraus noch kein bündiger Schluss zu ziehen, da die von mir beobachteten Constanten des festen Diamantgrün für sehr lichtstarke Gebiete des Spectrums nicht mit der von Hrn. Walter berechneten übereinstimmen.

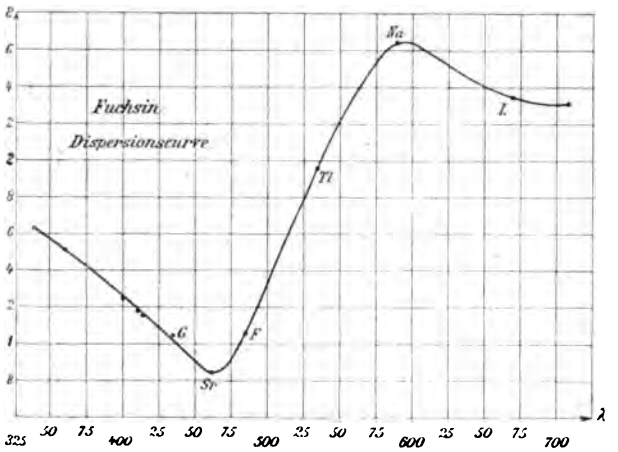


Fig. 3.

Cyanin.

Das Prisma spiegelte nicht so gut wie das Fuchsinprisma. Die Winkelmessung, 4 Messungen zu je 10 Einstellungen ergab darum: 80″, 83″, 82″, 87″; Mittel: 83″. Die Brechungsindices sind in Tabelle 7 angegeben. Ausser diesem Prisma wurde noch ein altes, vor zwei Jahren benutztes, auf Glas niedergeschlagenes Prisma mit dem sehr grossen Winkel 126,4″ im photographisch wirksamsten Gebiet durchgemessen. Die Resultate finden sich in Tabelle 8. Die Uebereinstimmung mit den Werthen des anderen Prismas ist befriedigend.

1) Walter, l. c. p. 50.

Brechungsindices des festen Cyanins im Ultraviolett.

Tabelle 7.

Neues Prisma 1: Platte 1. Expositionszeit 8 Minuten.

$\lambda = 4050, \quad n = 1{,}70.$

Platte 2. Expositionszeit 25 Minuten.

$\lambda =$	3537	3514	3470
$n =$	1,71	1,70	1,70

$\lambda = 3500, \quad n = 1{,}70.$

Platte 3. Expositionszeit 40 Minuten.

$\lambda = 2880, \quad n = 1{,}71.$

Tabelle 8.

Altes Prisma 0: Platte 1. Expositionszeit 8 Minuten.

$\lambda = 4380, \quad n = 1{,}59.$

Platte 2. Expositionszeit 10 Minuten.

$\lambda =$	4072	4065
$n =$	1,67	1,68

$\lambda = 4070, \quad n = 1{,}68.$

Platte 3. Expositionszeit 25 Minuten.

$\lambda = 3776, \quad n = 1{,}69.$

Hofmann's Violett (Chlorhydrat des Trimethylrosanilins)

Brechungsindices des festen Cyanins im sichtbaren Theile des Spectrums.

Es erschien mir wünschenswerth, meine früheren Messungen der Brechungsindices unter Benutzung des erwähnten vortrefflichen Spectrometers, und unter Beobachtung aller nur denkbaren Vorsichtsmaassregeln zu wiederholen. Es sollte auf diese Weise die Dispersionscurve mit möglichster Genauigkeit festgestellt, und zur Prüfung der Theorie verwandt werden.

Zu diesem Zweck wurden drei neue Prismen auf Glas niedergeschlagen. Sie sind die besten aus etwa 300 angefertigten, und von ganz hervorragender Güte. Ausserdem wurde das zu den Messungen im Ultraviolett benutzte Prisma 1 wieder verwandt. Die Winkelmessungen ergaben:

Prisma 1. $\left.\begin{matrix}83{,}2'' \\ 82{,}3''\end{matrix}\right\}$ Mittel: 82,8″ (früher gemessen: 83″).

Prisma 2. $\left.\begin{matrix}68{,}1'' \\ 68{,}6''\end{matrix}\right\}$ Mittel: 68,4″.

Prisma 3. $\left.\begin{matrix}107{,}2'' \\ 107{,}4''\end{matrix}\right\}$ Mittel: 107,3″.

Prisma 4. $\left.\begin{matrix}129{,}6'' \\ 129{,}5''\end{matrix}\right\}$ Mittel: 129,6″.

Jede Zahl ist das Mittel aus 20 Einstellungen. Die ausgezeichnete Uebereinstimmung ist ein Beweis für die Güte der Prismen und des Spectrometers.

Bei der nun folgenden Tabelle der Brechungsindices kann man eine gleich gute Uebereinstimmung nicht erwarten, da das Bild des Spaltes, wie früher ausgeführt, immer etwas unscharf ist. Immerhin sind die Resultate sehr befriedigend und erheblich besser als alle früheren Messungen. Man kann also sagen, dass die Kundt'sche Prismenmethode, die den Vorzug hat, von jeder theoretischen Voraussetzung frei zu sein, Resultate giebt, die sich an Genauigkeit mit den aus indirecten Methoden gewonnenen vergleichen lassen.

Jede Zahl der Tabelle ist das Mittel aus 80 bis 120 Einstellungen. Bei Prisma 1 und 3 sind versehentlich 2 Messungen ausgefallen. Für 4 wurden nur die wichtigsten Wellenlängen benutzt. α bedeutet den brechenden Winkel der Prismen. In der letzten Querreihe ist das Mittel aus meinen früheren

Messungen angeführt, das mit den neu gewonnenen Werthen vortrefflich übereinstimmt. Am Kopf jeder Verticalreihe sind die Wellenlängen in $\mu\mu$ angegeben. Die Resultate der photographischen Messungen sind der Uebersicht halber in Tabelle 11 mit angeführt. Sie schliessen sich den übrigen gut an.

Brechungsindices des festen Cyanins.

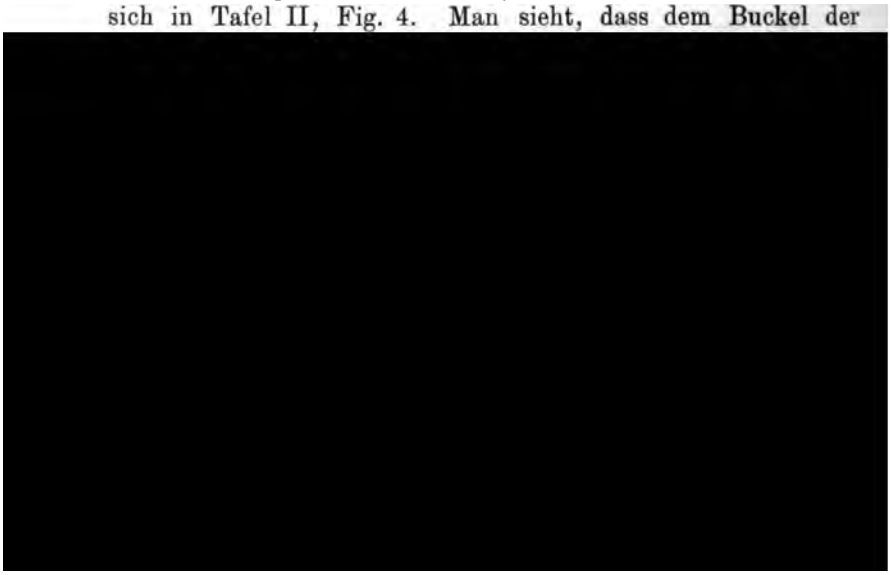
Tabelle 10.

Prisma	α	700	671	656	645	620	589	565	540	535	520	505	486	434
1	83″	2,04	2,12	2,19	2,23	1,95	1,68	1,38	—	1,21	—	1,30	1,43	—
2	68,4″	2,06	2,15	2,19	2,24	1,94	1,74	1,41	1,26	1,18	1,19	1,24	1,39	—
3	107,3″	2,05	2,12	—	2,21	1,93	1,69	1,39	1,23	1,20	—	1,29	1,41	—
4	129,6″	2,05	—	—	2,24	—	1,73	1,39	—	1,19	—	—	1,38	—
Mittel =		**2,05**	**2,13**	**2,19**	**2,23**	**1,94**	**1,71**	**1,39**	**1,25**	**1,20**	**1,19**	**1,28**	**1,40**	—
früher bestimmt			2,08				1,70			1,20				1,6

Tabelle 11.

Prisma	α	438	407	405	378	350	288
1	83″	—	—	1,70	—	1,70	1,71
0	126,4″	1,59	1,68	—	1,69	—	—
		1,59	**1,68**	**1,70**	**1,69**	**1,70**	**1,71**

Eine graphische Darstellung der Dispersionscurve findet sich in Tafel II, Fig. 4. Man sieht, dass dem Buckel der



Zunächst wurde der Einfachheit halber angenommen, dass der Absorptionsstreifen symmetrisch sei, was in Wirklichkeit nicht der Fall ist. Man braucht dann für diesen Streifen nur ein Glied der Summe, und kann die Formel (1a) folgendermaassen schreiben:

$$n^2 - \varkappa^2 - a = \frac{D\lambda^2(\lambda^2 - \lambda_m^2)}{(\lambda^2 - \lambda_m^2)^2 + g^2\lambda^2}. \tag{11}$$

Hier enthält die Grösse a die übrigen, mit λ variablen Summenglieder, also den Einfluss der etwa im Ultraroth oder im weiten Ultraviolett vorhandenen Absorptionen. Ist dieser Einfluss gering, so kann a für einen kleinen Strahlenbereich als constant angenommen werden. Formel (1 b) behält dieselbe Form, ohne Summenzeichen. Durch Division erhält man aus beiden Gleichungen[1]):

$$2n\varkappa(\lambda^2 - \lambda_m^2) - (n^2 - \varkappa^2)\lambda . g + \lambda . g . a = 0. \tag{12}$$

Setzt man $\lambda_m = 0{,}565\ \mu$[2]), nimmt also die Mitte des Streifens, das Maximum der Absorption, als bekannt an, so kann man die Unbekannten a und g aus zwei zusammengehörigen Beobachtungspaaren der n und $\varkappa$, und aus einer der Gleichungen (1) D berechnen.

Die Anwendung dieser Formel lieferte durchaus ungenügende Resultate. Es zeigte sich also, dass erstens die Asymmetrie des Streifens berücksichtigt, und zweitens die übrigen Absorptionen besser charakterisirt werden mussten. Analytisch ist diese Rechnung, bei der mehrere Summenglieder mit je drei Constanten angenommen werden müssen, nicht durchführbar.

Auf den Rath und nach dem Vorgange des Hrn. Prof. Dr. Ketteler, dem ich für seine liebenswürdigen Rathschläge und die stets bereitwillige Unterstützung meinen verbindlichsten Dank ausspreche, wandte ich eine Methode an, die von Hrn. Ketteler[3]) zur Berechnung seiner Beobachtungen an Cyaninlösungen ersonnen worden ist.

---

1) Ketteler, Theor. Optik, p. 549. Braunschweig 1885.

2) In diesem Capitel finden sich alle Wellenlängen in $\mu = 10^{-3}$ mm ausgedrückt.

3) Ketteler, Theor. Optik., p. 612. Braunschweig 1895. Wied. Ann. **15**, p. 337. 1882.

Man schreibe die Formeln (1) folgendermaassen:

$$(13)\quad \begin{cases} X = \left(n^2 - \varkappa^2 - a - \frac{b}{\lambda^2} + c\lambda^2\right)\frac{1}{\lambda^2} = \sum \frac{D(\lambda^2 - \lambda_m^2)}{(\lambda^2 - \lambda_m^2)^2 + g^2\lambda^2} = \Phi(\lambda^2). \\ Y = \frac{2n\varkappa}{\lambda^3} = \sum \frac{Dg}{(\lambda^2 - \lambda_m^2)^2 + g^2\lambda^2} = F(\lambda^2). \end{cases}$$

In der Curve X enthält das Glied b/λ^2 vorwiegend den Einfluss der ultravioletten, das Glied $c\lambda^2$ den der ultrarothen Absorptionsstreifen. Die Constanten a, b und c müssen positiv sein. Das Glied unter den Summenzeichen entspricht dem gemessenen Absorptionsstreifen.

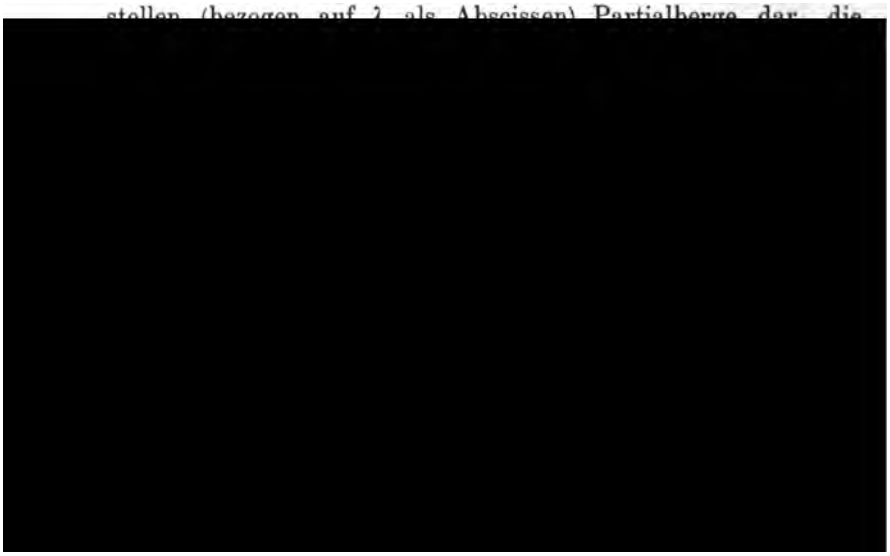
Nun beschränke man sich auf die Aufgabe, den theoretisch behaupteten Zusammenhang zwischen Absorption und Refraction nachzuweisen, und zu diesem Zwecke die eine Curve aus der anderen in eindeutiger Weise abzuleiten.

Offenbar ist nun die Curve Y, die einen Berg darstellt. die einfachere. Man denke sich daher Y experimentell bestimmt, und leite aus ihr X ab. Berechnet man dann schliesslich aus der beobachteten Curve Y und der abgeleiteten Curve X die n und $\varkappa$, so müssen diese mit der Erfahrung übereinstimmen.

Die einzelnen Glieder der Summe, nämlich die

$$(14)\qquad Y_0 = \frac{D_0 g_0}{(\lambda^2 - \lambda_{m_0}^2)^2 + g_0^2\lambda^2},$$

stellen (bezogen auf λ als Abscissen) Partialberge dar, die



zu zerlegen, wendet man ein combinirtes graphisches und rechnerisches Verfahren an. Man zeichnet zunächst Y im grössten Maassstabe. Alsdann zeichnet man nach dem Augenmaass eine Anzahl Partialberge ein, derart, dass die Summe der Partialordinaten, mit dem Zirkel gemessen, ungefähr mit Y übereinstimmt. Durch gleichzeitige Rechnung überzeugt man sich, dass der Verlauf der Partialberge der Formel (16) entspricht. Dies Verfahren ist natürlich durchaus willkürlich. Wenn man indessen, wie Hr. Ketteler[1]) sagt, mit „einigem Aufwande von Geduld und unter steter Combinirung von Construction und Rechnung planmässig fortschreitet, so stellen sich doch allmählich gewisse nothwendige Bedingungen mit genügender Bestimmtheit heraus".

Auf diese Weise gelang es, die Curve in 7 Partialberge zu zerlegen. Nachdem nun, mit dem Zirkel gemessen, genügende Uebereinstimmung erzielt ist, werden für eine Anzahl Abscissen die Ordinaten berechnet, addirt, und mit den entsprechenden Ordinaten der Curve Y verglichen. Hier stellen sich noch kleine Unregelmässigkeiten heraus, die man durch zweckmässige Variation der Constanten M, von der die Höhe, h, von der die Steilheit und Einschnürung des Berges abhängt, sowie der Mittelabscisse λ_μ^2 corrigiren kann. Aus den schliesslichen Werthen dieser Constanten wurden so die folgenden Werthe der D, g, λ_m^2 berechnet.

Tabelle 11.

Die Constanten der Curve Y.

Berg	λ_m^2	g	D
1	0,2807	0,0377	0,0265
2	0,3046	0,0363	0,0588
3	0,3306	0,0348	0,0772
4	0,3566	0,0333	0,0677
5	0,3805	0,0324	0,0576
6	0,3977	0,0194	0,0128
7	0,4102	0,0221	0,0180

Die folgende Tabelle 12 enthält in den Horizontalreihen einige Werthe der Partialordinaten für die am Kopf jeder

1) Ketteler, Theoret. Optik. p. 617.

Verticalreihe stehenden λ^2. Die zweitletzte Horizontalreihe enthält ihre Summen, die letzte die beobachteten Ordinaten der Curve *Y*, die mit den berechneten Summen gut übereinstimmen. Eine Zeichnung der Curve, die aus einer grösseren Anzahl berechneter Punkte, als hier angegeben, gewonnen wurde, findet sich mitsammt den Partialbergen in Tafel I, Fig. 5, in erheblich verkleinertem Maassstabe. Man sieht, dass die berechnete Curve etwas tiefer ausläuft, als die beobachtete. Dies hat nichts zu bedeuten, da zu beiden Seiten des Streifens die Extinctionsindices sehr klein, und darum mit einem erheblich grösseren Fehler behaftet sind.

Tabelle 12.

Curve *Y*.

λ^2 =	0,25	0,27	0,29	0,31	0,33	0,35	0,37	0,39	0,41	0,43
1	0,768	1,990	1,990	0,768	0,344	0,189	0,118	0,080	0,058	0,044
2	0,646	1,330	3,590	4,910	1,980	0,855	0,445	0,274	0,184	0,131
3	0,395	0,672	1,340	3,360	6,660	3,360	1,340	0,672	0,395	0,256
4	0,195	0,290	0,475	0,897	2,090	5,180	3,780	1,450	0,680	0,384
5	0,108	0,149	0,219	0,352	0,642	1,430	3,730	3,780	1,430	0,642
6	0,011	0,015	0,021	0,032	0,054	0,106	0,275	1,180	0,810	0,206
7	0,015	0,020	0,027	0,039	0,060	0,105	0,223	0,665	2,000	0,665
Summe	2,138	4,466	7,662	10,358	11,830	11,225	9,911	8,051	5,557	2,328
Beob.	2,530	4,460	7,740	10,430	11,840	11,330	10,05	8,060	5,480	2,690

Nunmehr wird die Curve *X* berechnet, indem man ihre

getheilt, construirt wurde, findet sich in der Tafel I, Fig. 6. Es zeigt sich, dass das Minimum und Maximum der beobachteten Dispersionscurve auf dieselben Wellenlängen fällt, wie das Minimum und Maximum von X_1. Es ist ferner zu beachten, dass das Stück der Curve von $\lambda^2 = 0{,}25$ bis 0,16 ($\lambda = 0{,}500$ bis 0,400), also ausserhalb des Absorptionsstreifens, gewissermaassen einer Extrapolation der Curve Y, die ja nur für das Gebiet des Streifens selbst gezeichnet und zerlegt wurde, entspricht.

Nun berechnet man aus drei Punkten der Curve X_1, unter Zuhülfenahme dreier beobachteter Werthpaare der n und $\varkappa$, die Constanten a, b und c. Hier zeigte es sich, dass die Genauigkeit der Messung, die nur wenige Einheiten der zweiten Decimale beträgt, im allgemeinen zu einer solchen Berechnung nicht ausreicht. Erst nach einigem Probiren gelang es, drei Punkte, nämlich

$$\lambda = 0{,}616, \quad \lambda = 0{,}535, \quad \lambda = 0{,}400$$

zu finden, aus denen sich nur positive Werthe der Constanten ergaben:

$$a = 2{,}289; \quad b = 0{,}175; \quad c = 1{,}45.$$

Mittels dieser Constanten berechnet man nun umgekehrt die ganze Curve X. Wir wollen diese „berechnete" Curve X_2 nennen, im Gegensatz zu der oben „abgeleiteten" Curve X_1. Zeichnung vgl. Taf. I, Fig. 6. Man sieht, dass die berechnete Curve sich der abgeleiteten von $\lambda^2 = 0{,}38$ bis $\lambda^2 = 0{,}16$, also auch *innerhalb des extrapolirten Gebietes* mit genügender Genauigkeit anschmiegt. Diese Uebereinstimmung bedeutet, dass *innerhalb dieses ganzen Gebietes die Theorie der Erfahrung genügt.*

Im Ultraviolett sind dagegen die nicht gezeichneten Abweichungen verhältnissmässig gross. Sie besagen, dass die Theorie erhebliche grössere Brechungsindices verlangt, als beobachtet wurden, *vorausgesetzt, dass in diesem Gebiete vollkommene Durchsichtigkeit angenommen wird.* Z. B. berechnet sich für $\lambda = 0{,}300$ der Werth $n = 1{,}98$, statt des beobachteten $n = 1{,}71$.

Indessen kann diesem Umstande keine grosse Bedeutung beigemessen werden. Erstlich sind die Messungen der Brechungsindices, wie oben in dem betreffenden Abschnitt ausgeführt

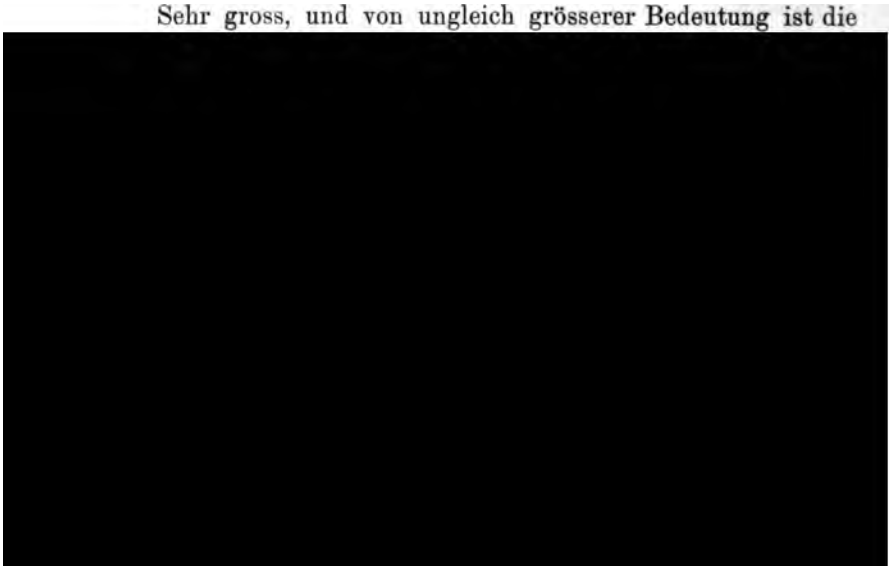
wurde, mit grossen Schwierigkeiten verknüpft, und entbehren der Controle durch gehäufte Beobachtungen. Zweitens ist es nicht undenkbar, dass der Einfluss der ultravioletten Absorptionen schon hier so stark ist, dass die Constanten a, b, c in diesem Gebiete nicht mehr angewandt werden dürfen. Endlich lassen die Messungen der Absorption im Ultraviolett durchaus die Möglichkeit offen, dass in diesem Bereich ein schwacher, verwaschener Absorptionsstreifen existirt, der auf der photographischen Platte nicht sichtbar wird, und der natürlich noch erheblich grösseren Einfluss ausüben würde, als die entfernten ultravioletten Streifen.

Schliesslich muss bedacht werden, dass die dreiconstantige Formel nur einen beschränkten Gültigkeitsbereich hat.[1]) Für ein grösseres Gebiet hat sich bisher nur die vierconstantige Formel:

$$X = \left(n^2 - \varkappa^2 - a - \frac{b}{\lambda^2} - \frac{d}{\lambda^4} + c\,\lambda^2\right)\frac{1}{\lambda^2}$$

als ausreichend erwiesen. Versuche, auch für diese Formel die Constanten aus vier Punkten der Curve, entnommen dem äussersten Ultraviolett, der Grenzen zwischen Violett und Ultraviolett, und dem sichtbaren Spectrum, zu berechnen, führten zu dem Resultat, dass die Constante d negativ wurde, was wohl, wie erwähnt, am einfachsten durch die Nähe eines, wenngleich schwachen, Absorptionsstreifens erklärt wird.

Sehr gross, und von ungleich grösserer Bedeutung ist die



Untersuchung und Discussion dieser Frage von den Ergebnissen des Studiums der Reflexion abhängig machen.

Wie oben ausgeführt, bedeutet die Uebereinstimmung der Curve X_1 und der Curve X_2 innerhalb des Gebietes $\lambda^2 = 0{,}38$ bis 0,16 oder $\lambda = 0{,}616$ bis 0,400, dass für diesen grössten Theil des sichtbaren Spectrums die Theorie mit der Erfahrung übereinstimmt. Wenn man also aus der abgeleiteten Curve X_1 und der Curve Y, die für jede Wellenlänge zwei Gleichungen zur Berechnung der n und $\varkappa$ liefern, die letzteren Grössen bestimmt, so werden sie mit den beobachteten Werthen identisch sein. Indessen werde ich auch diese Berechnung erst später, nach den Ergebnissen der Untersuchung der Reflexion, mittheilen.

Ergebniss.

Berücksichtigt man die unvermeidliche Grösse der Beobachtungsfehler, so darf als das Ergebniss dieser Untersuchung festgestellt werden, dass die Ketteler-Helmholtz'schen Dispersionsformeln, angewandt auf Medien, deren optische Constanten innerhalb eines sehr kleinen Strahlenbereichs ausserordentlich variiren, der Erfahrung insofern genügen, als sie den grössten Theil der beiden beobachteten Curven mit hinreichender Genauigkeit darstellen. Es bleibt indessen die Aufgabe zu erledigen, die erheblichen Differenzen im rothen Theile des Spectrums zu erklären.

Bonn, Physik. Institut d. Universität, Januar 1898.

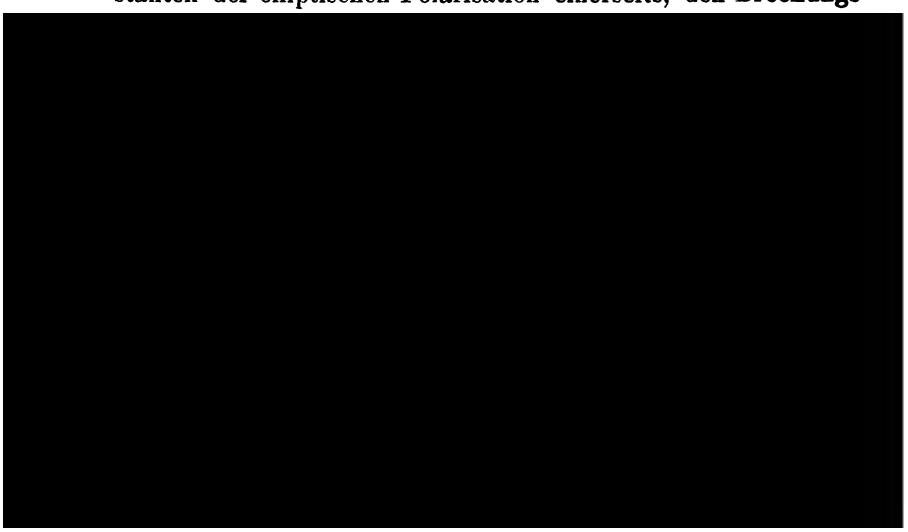
(Eingegangen 9. Februar 1898.)

15. *Prüfung der Cauchy'schen Formeln der Metallreflexion an den optischen Constanten des festen Cyanins; von A. Pflüger.*

Lässt man linear polarisirtes Licht von einem Metallspiegel reflectiren, so erweist es sich, wie zuerst **Brewster** gezeigt hat, nach der Reflexion im allgemeinen als elliptisch polarisirt. Diese Erscheinung hat ihren Grund darin, dass der auffallende Strahl in der Grenzfläche des Metalls in zwei senkrecht zu einander polarisirte Componenten zerlegt wird, die gegeneinander einen Gangunterschied zeigen. Lässt man den Strahl an einem zweiten, dem ersten parallel gestellten Spiegel reflectiren, so erweist sich nach dieser zweimaligen Reflexion das Licht bei einem ganz bestimmten, für das Metall charakteristischen Einfallswinkel, dem „Haupteinfallswinkel", wieder als linear polarisirt, und zwar unter einem Azimuth, das von dem Einfallsazimuth verschieden, und gleichfalls für das Metall characteristisch ist.

Diese Erscheinung enthält die Theorie der unten zu beschreibenden Messungen.

Die Cauchy'schen Formeln der Metallreflexion ergeben nämlich Beziehungen zwischen den oben charakterisirten Constanten der elliptischen Polarisation einerseits, den Brechungs-



n und $\varkappa$ für diese Medien nicht constant, sondern abhängig vom Einfallswinkel, das Snellius'sche Gesetz ist hier also nicht gültig. Bezeichnet man mit n, $\varkappa$ diejenigen Werthe, die für senkrechten Einfall des Lichtes, mit n_ϱ, $\varkappa_\varrho$ diejenigen, die für den Einfallswinkel ϱ gelten, so bestehen die zuerst von Hrn. Ketteler[1]) aufgestellten Formeln:

$$(1) \qquad \begin{cases} n^2 - \varkappa^2 = n_\varrho^2 - \varkappa_\varrho^2 \\ 2\, n_\varrho \varkappa_\varrho \cos\varrho = 2\, n \varkappa. \end{cases}$$

Offenbar darf man die Gültigkeit der Cauchy'schen Formeln nur dann als experimentell strenge erwiesen betrachten, wenn die aus ihnen gewonnenen Werthe der Constanten n und $\varkappa$ übereinstimmen mit denjenigen Werthen, die man durch directe Messung erhalten hat. Nun betrachte man aber einmal die nachfolgende Tab. 1, in der die von verschiedenen Beobachtern erhaltenen Resultate mit den Indices „direct" und „reflectirt" versehen sind.

Es zeigt sich für die n eine halbwegs befriedigende Uebereinstimmung, für die $\varkappa$ dagegen, mit Ausnahme des Wernicke'schen Werthes für Silber, so gut wie gar keine.

Indessen ist hier der Einwand völlig gerechtfertigt, dass die Beobachtungen an Metallen mit ganz ausserordentlichen Schwierigkeiten und dementsprechenden Versuchsfehlern behaftet sind. Die Reflexionsmessungen sind durch die von den Herren Wernicke[2]) und Drude[3]) nachgewiesenen Oberflächenschichten, die photometrischen und die Messungen an dünnen Prismen durch die inconstanten Eigenschaften und den Oxydgehalt dünner Metallschichten arg beeinträchtigt.

Anders liegt die Sache bei den Ergebnissen der Messung an anomal dispergirenden Farbstoffen, für die innerhalb des Absorptionsstreifens die Cauchy'schen Formeln anwendbar sind. Ich übergehe die älteren Reflexionsbeobachtungen, die man vollständig in einer früheren Arbeit[4]) zusammengestellt findet, und deren bedeutende Differenzen sowohl unter sich, als gegen

---

1) Ketteler, Theor. Optik, p. 126. Braunschweig 1885.
2) Wernicke, Wied. Ann. **30.** p. 452. 1887.
3) Drude, l. c.
4) Pflüger, Wied. Ann. **56.** p. 422. 1895.

Tabelle 1.

Optische Constanten der Metalle für Natriumlicht und f

	n				
	$\text{Drude}_{\text{refl.}}$	$\text{Kundt}_{\text{dir.}}$	du Bois und $\text{Rubens}_{\text{dir.}}$	$\text{Shea}_{\text{dir.}}$	$\text{Pflüger}_{\text{dir.}}$
Gold_{Na}	0,37	—	—	0,66	0,38
$\text{Silber}_{\text{Na}}$	0,18	—	—	0,27	—
$\text{Kupfer}_{\text{Na}}$	0,64	—	—	0,60	—
$\text{Platin}_{\text{Na}}$	2,06	—	—	1,76	—
Eisen_{Na}	2,36	—	2,72	—	—
$\text{Nickel}_{\text{Na}}$	1,79	—	1,84	—	1,87
$\text{Gold}_{\text{roth}}$	0,31	0,38	—	0,29	0,20
$\text{Silber}_{\text{roth}}$	0,20	—	—	0,25	—
$\text{Kupfer}_{\text{roth}}$	0,58	0,45	—	0,35	—
$\text{Platin}_{\text{roth}}$	2,16	1,76	—	2,02	—
$\text{Eisen}_{\text{roth}}$	—	1,81	3,12	—	3,66
$\text{Nickel}_{\text{roth}}$	1,89	2,17	2,04	—	2,23

die direct gemessenen Werthe wohl der Unvollkommenheit der benutzten Methoden zuzuschreiben sind.

Dagegen findet zwischen den neuesten indirecten Bestimmungen der n, die Hr. Walter[1]) nach einer sehr einfachen und zweckmässigen Methode, die weiter unten beschrieben werden wird, ausgeführt hat, und den von mir direct bestimmten Werthen[2]) befriedigende Uebereinstimmung statt, wie die nachfolgenden Tab. 2 und 3 zeigen:

Tabelle 2.

Brechungsindices des festen Fuchsins.

$\lambda =$	589 $\mu\mu$	527 $\mu\mu$	486 $\mu\mu$	455 $\mu\mu$	461 $\mu\mu$
$\text{Walter}_{\text{refl.}}$	2,68	1,91	1,07	0,85	—
$\text{Pflüger}_{\text{dir.}}$	2,64	—	1,05	—	0,83

Tabelle 3.

Brechungsindices des festen Diamantgrüns.

$\lambda =$	656 $\mu\mu$	589 $\mu\mu$	553 $\mu\mu$	434 $\mu\mu$
$\text{Walter}_{\text{refl.}}$	2,15	1,27	1,03	1,46
$\text{Pflüger}_{\text{dir.}}$	2,01	1,27	1,09	1,48

Tabelle 4.

Extinctionsindices des festen Fuchsins.

$\lambda =$	589 $\mu\mu$	527 $\mu\mu$	486 $\mu\mu$	455 $\mu\mu$
$\text{Walter}_{\text{refl.}}$	0,79	1,42	1,17	0,53
$\text{Pflüger}_{\text{dir.}}$	0,76	1,22	0,98	0,43

Weniger gut stimmen die nach gleicher Methode von Hrn. Walter indirect, von mir direct gewonnenen Werthe[3]) der $\varkappa$ in Tabelle 4 überein.

Indessen habe ich schon bei der Mittheilung der angeführten Werthe der $\varkappa$ betont, dass deren directe Bestimmnng

1) Walter, Die Oberflächen- oder Schillerfarben. Braunschweig 1895.
2) Pflüger, l. c.
3) Pflüger, Wied. Ann. **65**. p. 225. 1898.

mit ausserordentlichen Schwierigkeiten verknüpft war, und dass, trotzdem die Differenzen ausserhalb der Fehlergrenzen liegen, den Messungen ebensowenig entscheidendes Gewicht beizulegen ist, wie den Messungen an Metallen, da die Existenz einer unbekannten Fehlerquelle nicht ausgeschlossen ist.

In derselben Arbeit sind aber die optischen Constanten des festen Cyanins unter erheblich einfacheren Bedingungen, und mit solcher Genauigkeit bestimmt worden, dass ein Einwand, wie der eben genannte, nicht ohne weiteres plausibel erscheint. Es galt darum, diese Werthe mit den indirect ermittelten zu vergleichen.

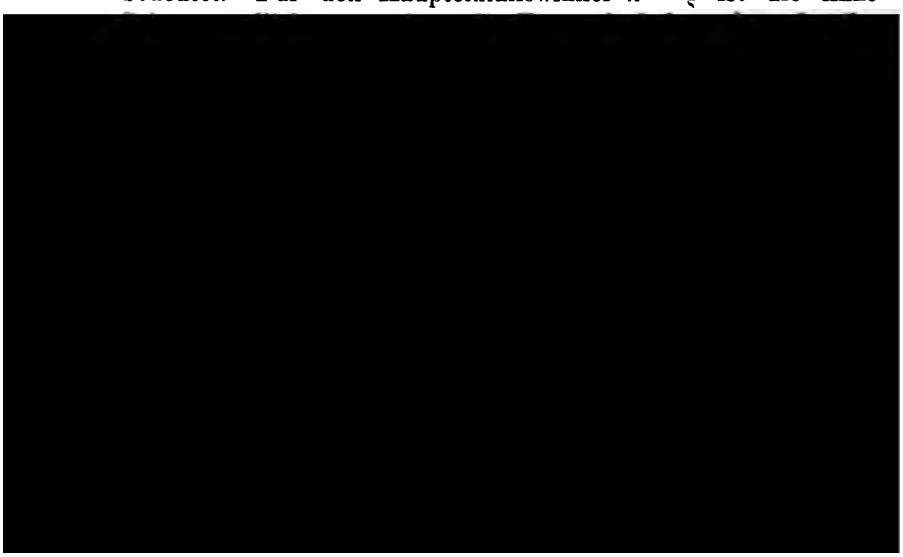
Zu diesem Zwecke benutzte ich die Methode des Hrn. Walter, die bezüglich der n so befriedigende Resultate gegeben hatte. Ich gestatte mir, an dieser Stelle Hrn. Walter für die freundliche Auskunft über die Einzelheiten seiner Versuchsanordnung meinen besten Dank auszusprechen.

Die Theorie des Verfahrens ist nach Hrn. Walter[1]) die folgende:

Die Phasendifferenz δ_ϱ zwischen den beiden senkrecht polarisirten Componenten, in die die einfallende Schwingung zerlegt wird, ist gegeben durch den Ausdruck:

$$\text{(2)} \qquad \operatorname{tg} 2\pi \frac{\delta_\varrho}{\lambda} = \frac{2 \varkappa_\varrho \sin^2 \varrho \cos \varrho}{(n_\varrho^2 \cos^2 r_\varrho + \varkappa_\varrho^2) \cos_\varrho^2 - \sin_\varrho^4},$$

wo λ die Wellenlänge, ϱ den Einfalls-, r den Brechungswinkel bedeutet. Für den Haupteinfallswinkel $h = \varrho$ ist die linke



Nun sollen R_h^s und R_h^p die Intensitäten der unter dem Einfallswinkel h reflectirten, parallel und senkrecht nur Einfallsebene polarisirten Componenten bezeichnen. Dann gelten die Cauchy'schen Formeln:

$$(5)\qquad \begin{cases} R_h^p = \dfrac{\sin^2(\varrho - r_\varrho) + \varkappa_\varrho^2 \sin^2 r_\varrho}{\sin^2(\varrho + r_\varrho) + \varkappa_\varrho^2 \sin^2 r_\varrho} \\ R_h^s = \dfrac{\cos^2(\varrho + r_\varrho)\,\mathrm{tg}^2\varrho + \varkappa_\varrho^2 \cdot \sin^2 r_\varrho}{\cos^2(\varrho - r_\varrho)\,\mathrm{tg}^2\varrho + \varkappa_\varrho^2 \cdot \sin^2 r_\varrho} \end{cases}$$

Ist die Amplitude der unter dem Azimuth α_h einfallenden Schwingung gleich 1, so sind die Amplituden der Componenten $\sin\alpha_h$ und $\cos\alpha_h$. Nennt man dann A und B die Componenten der Amplitude des Lichtes nach zweimaliger Reflexion, so ist, da die Intensität gleich dem Quadrat der Amplitude ist:

$$(6)\qquad \begin{cases} B = R_h^s \sin\alpha_h\,, \\ A = R_h^p \cos\alpha_h\,. \end{cases}$$

Also folgt:

$$(7)\quad \mathrm{tg}\alpha_h'' = \frac{B}{A} = \frac{R_h^s \sin\alpha_h}{R_h^p \cos\alpha_h} = \frac{\cos^2(h + r_h)\,\mathrm{tg}^2 h + \varkappa_h^2 \sin^2 r_h}{\cos^2(h - r_h)\,\mathrm{tg}^2 h + \varkappa_h^2 \sin^2 r_h}\,\mathrm{tg}\,\alpha_h\,,$$

woraus sich mit Hülfe der Gleichungen (1), (3), (4) ergiebt:

$$(8)\qquad \varkappa_h^2 = \sin^2 h \,.\, \mathrm{tg}^2 h \left[1 - \frac{\sin^2(\alpha_h - \alpha_h'')}{\sin^2(\alpha_h + \alpha_h'')}\right].$$

Macht man das Einfallsazimuth gleich 45°, so vereinfacht sich (8) zu:

$$(9)\qquad \varkappa_h^2 = \sin^2 h \,.\, \mathrm{tg}^2 h \,.\, \left[1 - \mathrm{tg}^2\left(\frac{\pi}{4} - \alpha_h''\right)\right].$$

Misst man als für eine beliebige Spectralfarbe die h und α_h'', so kann man aus den Gleichungen (4) und (9) die n_h und $\varkappa_h$ berechnen.

Zur Vereinfachung setzen wir

$$\mathrm{tg}\,\alpha_h'' = \mathrm{tg}^2\alpha_h'\,,$$

wo $\mathrm{tg}\alpha_h'$ das Verhältniss der Componenten der Amplitude nach einmaliger Reflexion, der Winkel α_h' das sog. „Hauptazimuth" bedeutet. Bei den oben erwähnten älteren Reflexionsmessungen wurde α_h' direct vermittelst des Babinet'schen Compensators oder eines $\lambda/4$-Glimmerblättchens bestimmt.

Hr. Walter zeigt, dass der Grund der Abweichungen der alten Resultate in der Ungenauigkeit dieser Methode liegt.

Unter Einführung des Winkels α_h' wird aus (9):

$$\varkappa_h = \sin h \,.\, \mathrm{tg}\, h \,.\, \sin 2\,\alpha_h' \tag{10}$$

Nun interessiren uns in der vorliegenden Abhandlung wesentlich die Werthe n und $\varkappa$ für senkrechten Auffall des Lichtes, da nur diese Werthe auf directem Wege bestimmt wurden. Man kann sie leicht vermittelst der Gleichungen (1) berechnen. Am einfachsten setzt man indessen:

$$\begin{cases} \sin h \sin 2\,\alpha_h' = \sin \varphi \\ \sin 2\,h \sin 2\,\alpha_h' = \sin \psi \end{cases} \tag{11}$$

Dann wird

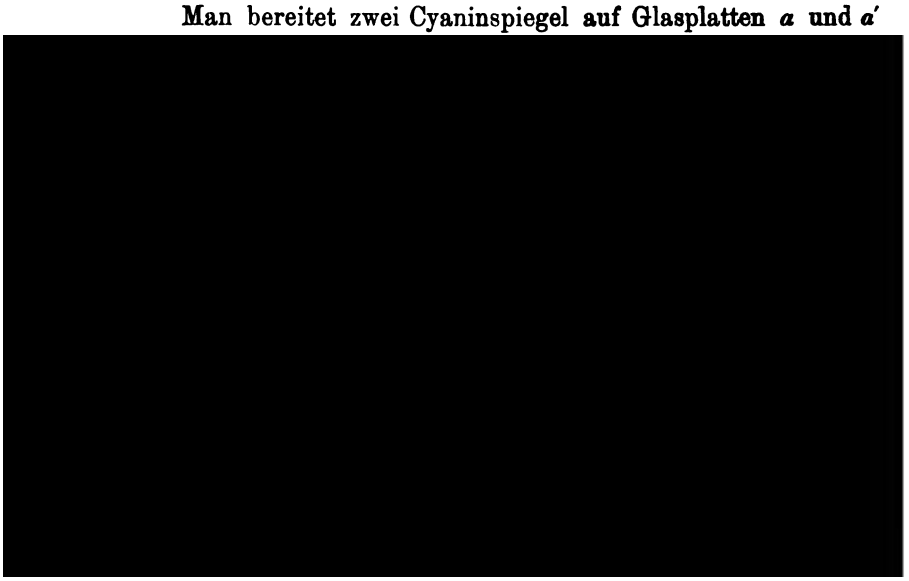
$$\begin{cases} \varkappa_h = \mathrm{tg}\, h \,.\, \sin \varphi \\ n_h = \mathrm{tg}\, h \,.\, \cos \varphi \end{cases} \tag{12}$$

und die Gleichungen für n und $\varkappa$ erhalten die sehr bequemen Formen

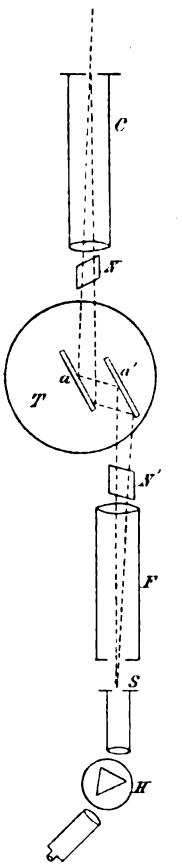
$$\begin{cases} \varkappa = \mathrm{tg}\, h \sqrt{\sin\left(\varphi + \frac{\psi}{2}\right) \sin\left(\varphi - \frac{\psi}{2}\right)} \\ n = \mathrm{tg}\, h \sqrt{\cos\left(\varphi + \frac{\psi}{2}\right) \cos\left(\varphi - \frac{\psi}{2}\right)} \end{cases} \tag{13}$$

Die von Hrn. Walter benutzte, zuerst von Hrn. Quincke[1]) angewandte Methode zur Bestimmung der h und α_h' ist die folgende.

Man bereitet zwei Cyaninspiegel auf Glasplatten a und a'



rend der Klebstoff langsam erkaltet, bringt man die Platte in eine solche Lage, dass das von ihrem Farbstoffspiegel reflectirte Bild des Fadenkreuzes zusammenfällt mit dem Bilde, das von dem Spiegel der anderen Platte reflectirt ist. Dann sind beide Spiegel senkrecht und parallel.



Collimatorrohr C und Fernrohr F tragen vor den Objectiven drehbare Nicols, N und N', mit Theilkreis. Das polarisirende Nicol N wird während des Versuches so eingestellt, dass seine Schwingungsebene einen Winkel von 45° mit der gemeinschaftlichen Einfallsebene der beiden Spiegel bildet. Das einfallende Licht ist dann unter einem Azimuth von 45° polarisirt. Die Nullstellung des analysirenden Nicols N' wird dadurch gefunden, dass man N hülfsweise in ein Azimuth von 90° gegen die Einfallsebene der Spiegel stellt und diejenige Stellung von N' aufsucht, für die das aus N kommende Licht vollständig ausgelöscht wird.

Damit das aus dem Collimatorrohr kommende Licht nach der Reflexion an beiden Spiegeln in das Fernrohr F eintreten kann, muss dessen Axe gegen das Tischchen excentrisch eingestellt werden. Dies machte bei den früheren Arbeiten die Benutzung eines Hülfsfernrohrs nothwendig, da die gewöhnlichen Spectrometer für eine solche Bewegung des Fernrohrs nicht eingerichtet sind. Bei meinem Apparat ist die Sache dadurch vereinfacht, dass er die Combination eines Spectrometers mit einem Lummer-Brodhun'schen Photometer ist. Er besitzt also zwei Collimatorrohre, von denen eines um eine verticale Axe drehbar ist und als Fernrohr benutzt werden kann.

Von dem Fernrohr wird nach der Justirung das Ocular entfernt. In der Brennebene des Objectivs entsteht ein Bild des bei diesen Versuchen weit geöffneten Spaltes. Dies Bild lässt man auf den feinen Spalt S eines Hülfsspectrometers H fallen. Ein auf dessen Tischchen befestigtes Prisma erzeugt im

Fernrohr ein Spectrum. Der Theilkreis von *H* ist in bekannter Weise auf Wellenlängen ausgewerthet, sodass man durch Drehen des Fernrohrs jede beliebige, genau definirte Spectralfarbe mit dem Fadenkreuz des Fernrohrs zur Deckung bringen kann.

Als Lichtquelle diente eine Bogenlampe, die mit einem Strom von 20 Ampère gespeist wurde.

Das im Hülfsspectrometer beobachtete Spectrum besteht also nur aus Strahlen, die zweimal am Cyanin reflectirt sind. Dreht man nun gleichzeitig das Tischchen mit den beiden Spiegeln und das Nicol N', so kann man mit leichter Mühe eine Stellung beider auffinden, bei der im Spectrum ein sehr scharfer, schwarzer Streifen erscheint, eine Lichtgattung also völlig ausgelöscht ist. Das bedeutet, dass diese Lichtgattung nach der Reflexion an den Cyaninspiegeln linear polarisirt und durch das Nicol vernichtet ist. Der zugehörige Einfallswinkel, der am Theilkreis des grossen Spectrometers abgelesen wird, und die Winkeleinstellung des Nicols N' sind der Haupteinfallswinkel h und das Azimuth α''_h. Man bestimmt dieselben für eine gewünschte Wellenlänge, indem man das Fadenkreuz des Hülfsspectrometers auf diese Farbe einstellt und durch gleichzeitiges Drehen der Spiegel und des Nicols N' den schwarzen Streifen auf die Mitte des Fadenkreuzes bringt.

Bei der Messung am Cyanin ergaben sich nun folgende Schwierigkeiten. Zunächst zeigte sich im Spectrum von etwa $\lambda = 500\,\mu\mu$ bis $\lambda = 540\,\mu\mu$ ein breiter, verwaschener Streifen,

Wellenlängen nahezu gleiche h bez. α''_h gehören. Es wird dann für eine bestimmte Einstellung zwar ein scharfer Streifen im Spectrum vorhanden sein, aber durch die Existenz von schwachen Nachbarstreifen verwaschen gemacht werden.

Endlich konnten die Messungen im Roth wegen der geringen Lichtstärke nur bis zur Wellenlänge $\lambda = 635\,\mu\mu$ ausgedehnt werden.

Im Grün waren die Streifen ganz ausgezeichnet scharf ausgebildet, im Roth desgleichen, wenngleich die geringe Lichtstärke die Messungen hier ein wenig beeinträchtigte.

Es wurden drei Schichtpaare für das ganze erwähnte Gebiet, ein Paar nur für eine Wellenlänge untersucht. Die Resultate giebt nachfolgende Tabelle 5.

Tabelle 5.

Haupteinfallswinkel h und Azimuthe α''_h des festen Cyanins.

	$\lambda = 635\,\mu\mu$		$\lambda = 620\,\mu\mu$		$\lambda = 570\,\mu\mu$		$\lambda = 565\,\mu\mu$		$\lambda = 556\,\mu\mu$	
Schichtpaar	h	α''_h	h	α''_h	h	α''_h	h	α''_h	h	α''_h
1	65°28′	1°3′	64°54′	2°30′	60°46′	5°45′	60°7′	6°15′	58°25′	5°51′
2	65 52	1 9	64 40	2 20	60 17	5 43	59 30	5 51	57 34	6 14
3	65 12	1 39	63 52	2 24	59 57	5 36	59 14	5 48	57 27	6 3
4	—	—	—	—	—	—	59 22	6 9	—	—

Daraus berechnen sich die Werthe der n und $\varkappa$, die mit dem Index „refl." versehen und in der nachfolgenden Tab. 6 mit den „direct" bestimmten Werthen zusammengestellt sind. Die mit einem Sternchen bezeichneten Werthe sind durch Interpolation gemessen.

Es zeigt sich also für die n im ganzen Gebiet, für die $\varkappa$ im Grün sehr gute Uebereinstimmung.

Im Roth dagegen weisen die $\varkappa$ beträchtliche Differenzen auf. Dies Resultat ist im höchsten Grade bemerkenswerth. In einer hier bereits mehrfach angezogenen Arbeit[1]) hatte nämlich die Prüfung der Ketteler-Helmholtz'schen Dispersionsformeln die Existenz einer Fehlerquelle meiner directen Messungen im Roth vorausgesagt, da die Formeln *nur* in diesem Gebiet nicht mit der Erfahrung übereinstimmten, doch liess

1) Pflüger, Wied. Ann. 65. p. 173. 1898.

sich nicht entscheiden, ob der Fehler in der Bestimmung der n oder der $\varkappa$ steckte. Ueber die Verwerthung dieses Resultates berichtet die nachfolgende Abhandlung. [1])

Tabelle 6.

Brechungs- und Extinctionsindices des festen Cyanins.

	$\lambda = 635\,\mu\mu$	$\lambda = 620\,\mu\mu$	$\lambda = 570\,\mu\mu$	$\lambda = 565\,\mu\mu$	$\lambda = 556\,\mu\mu$
$n_{\text{refl.}}$	2,10	1,93	1,46	1,40	1,31
$n_{\text{dir.}}$	2,11*	1,94	1,46	1,39	1,31
$\varkappa_{\text{refl.}}$	0,53	0,67	0,75	0,735	0,66
$\varkappa_{\text{dir.}}$	0,38*	0,54	0,75	0,732	0,67

Hier sei daraus nur erwähnt, dass diese Differenz gegen die Theorie durch Einführung der eben mitgetheilten neuen Werthe der $\varkappa$ im Roth vollständig gehoben ist. Bedenkt man insbesondere, dass die hier angewandte Methode die n und $\varkappa$ immer nur miteinander verknüpft auftreten lässt, und berücksichtigt man, das im Grün die Werthe der n *und* $\varkappa$, im Roth die Werthe der n völlig befriedigend mit den direct bestimmten übereinstimmen, so glaube ich zu der Annahme berechtigt zu sein, dass die neuen Werthe der $\varkappa$ auch wirklich die richtigen sind, die Extinctionscurve des Cyanins also in diesem Sinne zu berichtigen ist.

Die ausgezeichnete Uebereinstimmung im Grün lehrt insbesondere, dass die Cauchy'schen Formeln der Metallreflexion die n und $\varkappa$ mit befriedigender Genauigkeit darstellen. Sobald

16. *Nachtrag zu der Abhandlung: Prüfung der Ketteler-Helmholtz'schen Dispersionsformeln an den optischen Constanten anomal dispergirender, fester Farbstoffe;* von *A. Pflüger.*

(Hierzu Taf. I, Fig. 7 u. 8.)

In der angezogenen Arbeit[1]) habe ich die vollständigen Ketteler-Helmholtz'schen Dispersionsformeln:

$$(1)\qquad \begin{cases} n^2 - \varkappa^2 - 1 = \sum \dfrac{D\lambda^2(\lambda^2 - \lambda_m^2)}{(\lambda^2 - \lambda_m^2)^2 + g^2\lambda^2} \\ 2n\varkappa = \sum \dfrac{Dg\lambda^3}{(\lambda^2 - \lambda_m^2)^2 + g^2\lambda^2} \end{cases}$$

an den optischen Constanten des festen Cyanins geprüft und sie im ganzen sichtbaren Spectrum, mit Ausnahme des Roth, bestätigt gefunden. Die Differenz im Roth besagt, dass entweder die Theorie der Verbesserung bedürftig ist, oder dass eine unbekannte Fehlerquelle meiner directen Messungen der Constanten im Roth besteht. Und zwar habe ich betont, dass ich den Messungen des Brechungsindex n durchaus Vertrauen schenke, dass höchstens bei den photometrischen, sehr viel schwierigeren Messungen des Extinctionsindex $\varkappa$ möglicherweise eine solche Fehlerquelle habe übersehen werden können, wenngleich ich über die Art derselben absolut nichts auszusagen wusste. Sie müsste in dem Sinne gewirkt haben, dass die Extinctionsindices im Roth zu klein befunden wurden. Denn dies ist, die Richtigkeit der Brechungsindices vorausgesetzt, eine *Forderung der Theorie.*

In der That hat nun die Bestimmung der optischen Constanten des Cyanins vermittelst der Cauchy'schen Formeln der Metallreflexion[2]) ergeben, dass dieselben mit den direct ermittelten Werthen innerhalb der Fehlergrenzen sehr gut

1) Pflüger, Wied. Ann. **65.** p. 314. 1898.
2) Pflüger, Wied. Ann. **65.** p. 314. 1898.

übereinstimmen, mit *alleiniger Ausnahme des Roth!* Und zwa sind hier die beiden neu gefundenen Werthe der $\varkappa$[1]) *grösser* während die n mit den direct gefundenen übereinstimmen.

Weiter habe ich an derselben Stelle auseinandergesetzt warum man mit einem hohen Grade von Wahrscheinlichkei schliessen darf, dass die neuen Werthe der $\varkappa$ die richtige sind. Dies vorausgesetzt ist also die Forderung der Theori qualitativ erfüllt. Zur Gewissheit wird diese Annahme sic steigern, wenn es gelingt, mit Hülfe der neuen $\varkappa$ die For meln (1) auch im Roth zu erfüllen. Ich habe darum der Ex tinctionscurve im Roth die entsprechende Erhöhung gegebe und die sämmtlichen, in der citirten Abhandlung ausführlic beschriebenen Rechnungen wiederholt.

Die neue Curve:

$$Y = \frac{2\,n\,\varkappa}{\lambda^3},$$

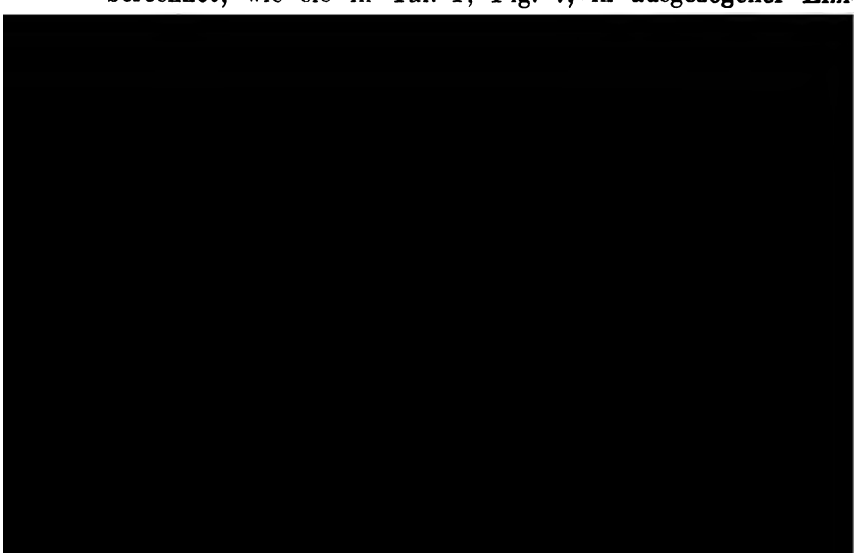
die ja mit der alten bis auf das Roth identisch ist, liess sic darstellen, wenn man den alten Berg 5 wegliess und neu Berge einführte mit den Constanten:

$$\lambda_m^2 = 0{,}380; \quad g = 0{,}0303; \quad D = 0{,}0691.$$
$$\lambda_m^2 = 0{,}410; \quad g = 0{,}0288; \quad D = 0{,}0405.$$

Nach der angegebenen Methode wurde die „abgeleitete" Curve

$$X_1 = \left(n^2 - \varkappa^2 - a - \frac{b}{\lambda^2} + c\,\lambda^2\right)\frac{1}{\lambda_2}$$

berechnet, wie sie in Taf. I, Fig. 7, in ausgezogener Lini



Mit diesen Constanten wurde umgekehrt die „berechnete" Curve X'_2 construirt. Sie findet sich in der Zeichnung als punktirte Linie. Man sieht, dass die Differenz im Roth verschwunden ist, und dass X_2 sich fast im ganzen Gebiet des sichtbaren Spectrums, also auch ausserhalb des Absorptionsstreifens, d. h. in dem Theile, der gleichsam durch Extrapolation der Curve Y gewonnen wurde, mit genügender Genauigkeit der „abgeleiteten" Curve X_1 anschmiegt. Nur im äussersten Roth findet sich eine kleine, im Ultraviolett dieselbe (hier nicht gezeichnete) Abweichung wie bei der alten Curve. Letztere ist, nach den Ausführungen der citirten Abhandlung, ohne Belang. Die kleine Differenz im Roth ist durch gleiche Ursachen, also durch einen wahrscheinlichen Absorptionsstreifen im Ultraroth, erklärlich.

Aus der abgeleiteten Curve X_1 und der Curve Y wurden die n und $\varkappa$ berechnet und in der folgenden Tabelle mit den beobachteten Werthen zusammengestellt. Mittels der beiden neuen, beobachteten und einiger mit einem Sternchen versehener berechneter Werthe vom $\varkappa$ im Roth wurde die Extinctionscurve des Cyanins berichtigt. Man findet sie in Taf. I, Fig. 8, wo der alte Curvenzug punktirt angedeutet ist.

Tabelle.

Die optischen Constanten des festen Cyanins.

$\lambda =$	671	656	645	635	620	589	570
$n_{beob.}$	2,13	2,19	2,23	2,10	1,94	1,71	1,46
$n_{ber.}$	2,08	2,19	2,23	2,10	1,94	1,67	1,48
$\varkappa_{beob.}$	—	—	—	0,53**	0,67**	0,69	0,75
$\varkappa_{ber.}$	0,13*	0,27*	0,43*	0,53*	0,67	0,70	0,74

$\lambda =$	565	535	520	505	486	440	400
$n_{beob.}$	1,39	1,20	1,19	1,28	1,40	1,59	1,69
$n_{ber.}$	1,43	1,20	1,19	1,28	1,39	1,58	1,69
$\varkappa_{beob.}$	0,73	0,46	0,26	0,15	0,06	0,00	0,00
$\varkappa_{ber.}$	0,72	0,46	0,27	0,15	0,06	0,00	0,00

Es hat sich also erstens gezeigt, dass die Theorie
Existenz von Beobachtungsfehlern voraussagt, die das
periment als vorhanden erweist. Es zeigt sich zweitens, d
die Curve X nicht allein in denjenigen Gebieten, für die
abgeleitet war, sondern auch in dem gleichsam durch Ext
polation gewonnenen Gebiet des sichtbaren Spectrums
Thatsachen entspricht. *Der erstere Umstand erweist die*
wendbarkeit der benutzten Rechenmethode zur Evidenz, und
ergiebt sich der Schluss, dass die Ketteler-Helmholtz'sc
Dispersionsformeln, angewandt auf Medien, bei denen die
tischen Constanten innerhalb eines sehr kleinen Strahlengebi
ausserordentlich stark variiren, der Erfahrung genügen.

Bonn, Physik. Institut der Universität, **Februar 1898**

(Eingegangen 11. März 1898.)

17. *Ueber das dielectrische Verhalten von Eis; von Richard Abegg.*

(Aus dem Institut f. physik. Chemie zu Göttingen.)

Die Dielectricitätsconstante (D) des Eises dürfte trotz der Messungen von Dewar und Fleming[1]) noch nicht in einwandsfreier Weise bestimmt sein, worauf ich bereits vor einiger Zeit hingewiesen habe.[2]) Auch die kürzlich veröffentlichten[3]) weiteren Messungen derselben Autoren erscheinen nicht geeignet, die Frage zu erledigen. Nach ihnen ergab sich nämlich u. a.:

bei -70^0

für Eis:	1. aus gewöhnl. destillirten Wasser	$D = 109$	mit 120 Intermittenzen pro Sec. des den Condensator ladenden Gleichstromes
	2. aus reinem destillirten Wasser	$D = 42$	
	3. wie 2., „vielleicht mit etwas Alkohol verunreinigt	$D = 50$	
	4. wie 3., mit 250 Intermittenzen des Ladestroms des Condensators	$D = 61$	

bei -50^0

für Eis:	1. wie oben 1.	$D = 103$
	2. wie oben 2.	$D = 57$
	3. wie oben 3.	$D = 64$
	4. nach der Nernst'schen Methode[5])	$D = 3{,}6$

Ich selbst hatte bei -80^0[4]) nach der Nernst'schen Methode $D = 3{,}9$ erhalten, in erträglicher Uebereinstimmung mit dem letzten angeführten Werth von Dewar und Fleming. Sowohl bei dieser, wie bei weiteren Bestimmungen bei höherer Temperatur zeigte es sich, dass das Telephonminimum des Nernst'schen Apparates nicht diejenige Schärfe besass, die nach Nernst[6]) für die Zuverlässigkeit der Mes-

1) Dewar u. Fleming, Proc. Roy. Soc. **61.** p. 2 u. 316. 1897.

2) Abegg, Wied. Ann. **62.** p. 249. 1897.

3) Dewar u. Fleming, l. c. **62.** p. 250. 1888.

4) Abegg, l. c. p. 257. In der Abhandlung ist irrthümlich, infolge Thermometerfehlers, die tiefste mit Aether und fester Kohlensäure erhältliche Temperatur zu -87^0 statt -80^0 angegeben.

5) Nernst, Zeitschr. f. physik. Chem. **14.** p. 640. 1894.

sungen erforderlich ist, was sich namentlich bei höheren T
peraturen bemerklich machte.

Die Versuche waren in der Weise gemacht worden,
ein Platincondensator mit einer Innen- und einer um
gebogenen Aussenplatte, deren Abstand durch Schmel
fixirt war, in reines destillirtes Wasser eingefroren wurde.
bei dieser Anordnung ein gutes Minimum bei Temperat
über -80^0 nicht zu erzielen war, versuchte ich die Be
mung nach Starke[1]), indem ich Eisscheiben zwischen
Platten desselben Condensators brachte, der in eine unte
beliebig abgekühlte Mischung von Toluol und Aethylench
(Gefrierpunkt des letzteren— 40^0) tauchte. Auch hier wu
das vorher gute Minimum durch Einführen des Eises gän
verdorben.

Als Grund hierfür habe ich keine andere Annahme fi
können, als dass das Eis von mässig leitenden Partien du
setzt ist, die in der von Nernst[2]) ausgeführten Weise
scheinbare Vergrösserung der Capacität und gleichzeitig
Verschlechterung des Minimums herbeiführen. Es zeigte
in Uebereinstimmung hiermit auch, dass ein flaches, au
mit Stanniolbelegungen zu einem Condensator gemachtes
gefäss bei Füllung einerseits mit Quecksilber, andererseits
Aether vorzügliche Minima ergab, während sowohl gew
liches destillirtes Wasser, wie namentlich Eis bis heral
-80^0, das Minimum bis zur Unbrauchbarkeit verschlechte

Das Vorhandensein derartig leitender Theile im Eis

von Canälen dieser gesättigten Lösungen vorhanden, die jedenfalls electrolytisch leiten, da die gelösten Stoffe wohl wesentlich Kohlensäure, Ammoniak und aus dem Glas stammendes Alkali sein dürften. Welches die kryohydratische Temperatur dieser Stoffe ist, weiss man bis heute nicht; dass dieselbe sehr tief liegen muss, geht daraus hervor, dass die Löslichkeit dieser Stoffe sehr gross ist, und damit bekanntlich wegen der Gefrierpunktserniedrigung die gesättigte Lösung erst sehr tief erstarrt.

Wieweit diese Annahme durch die Beobachtungen auch von Dewar und Fleming gestützt wird, soll weiter unten erörtert werden.

Zunächst bietet sich in der Benutzung sehr schneller Schwingungen ein Mittel, ungeachtet der Existenz solcher leitenden Canäle, die Dielectricitätsconstante des Eises bis in die Nähe von 0° hinauf zu bestimmen.

Hrn. Harms, der mir im hiesigen Institut die folgenden Bestimmungen mit dem von Nernst[1]) angegebenen Apparat unter Anwendung von Schwingungen der Periode ca. 5×10^6 freundlichst ausführte, bin ich deshalb zu grossem Danke verpflichtet. Das Funkenminimum erwies sich in allen Fällen vorzüglich. Mit einem kleineren Platincondensator, der in Eis eingefroren wurde und mit Aether ($D = 4{,}4$) geaicht war, ergab sich

$$D_{\text{Eis}} = 3{,}2 \pm 0{,}2 \text{ bei } -24^0 \text{ bis nahe } 0^0,$$

wovon eine wiederholte Bestimmung innerhalb der Beobachtungsfehler nicht abwich. Für gefrorene gesättigte Kochsalzlösung unterhalb der kryohydratischen Temperatur -23^0 fand sich

$$D_{\text{Kochsalzkryohydrat}} = 3{,}8 \text{ bei } -80^0.^2)$$

Der höhere Werth dieses Gemenges von Eis und Kochsalz gegenüber reinem Eis erklärt sich durch die Beimengung von von ca. 24 Proc. Salz von $D = 6{,}3$.[3])

Die Bestimmungen für reines Eis wurden, um eine etwas

1) Nernst, Wied. Ann. **60.** p. 600. 1897.

2) Nach Dewar u. Fleming, Proc. Roy. Soc. **61.** p. 385. 1897 soll dies Kryohydrat bei -108^0 $D = 156$ ergeben.

3) Starke, l. c.

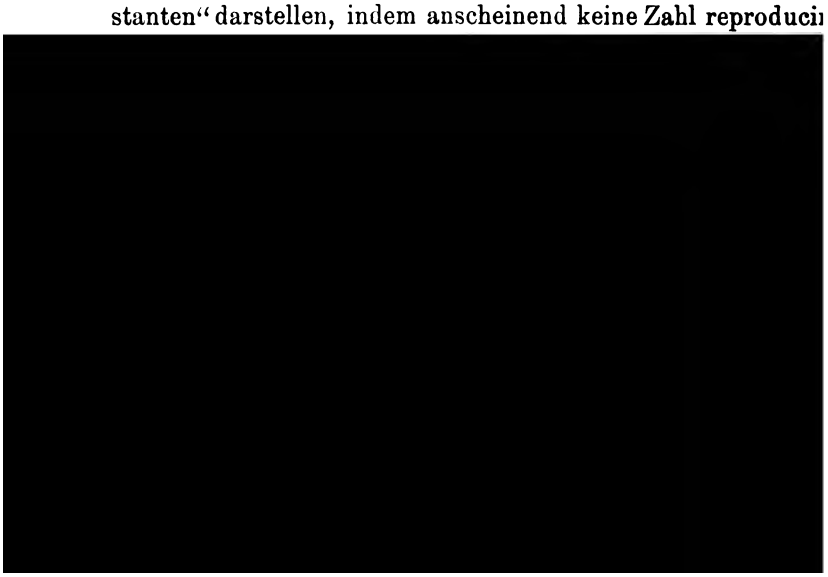
grössere Genauigkeit zu erzielen, mit einem grösseren C
densator wiederholt, der mit Benzol ($D_{16^0} = 2{,}28$) geai
wurde. Er wurde ebenfalls in Eis eingefroren. Es ergab

$$D_{\text{Eis}} = 3{,}1 \pm 0{,}05 \text{ bei } -38^0$$
$$D_{\text{Eis}} = 3{,}16 \pm 005 \text{ bei } -18^0$$

Die Temperaturbestimmungen können übrigens kei
Anspruch auf Genauigkeit machen, da das Thermometer n
neben dem Condensator im Eise selbst, sondern nur in d
umgebenden Kältebade (Aether mit Zusatz von fester Koh
säure) sich befand. Wegen der, wie die Beobachtungen
geben, kleinen Veränderlichkeit von D mit der Temper
sind trotz der Ungenauigkeit der Temperaturangaben die
Werte offenbar ziemlich sicher.

Der nach obigem scheinbar positive Temperaturcoeffic
dürfte sich wohl aus dem Vorhandensein flüssiger Part
($D > 80$) im Eise erklären lassen, die mit abnehmender T
peratur gemäss obiger Annahme allmählich verschwinden; d
da nach Clausius-Mossotti $(D-1)/(D+2)$ proportional
Dichte sein soll und diese jedenfalls mit sinkender Temper
zunimmt, so ist auch für $(D-1)/(D+2)$ und demnach auch
D ein negativer Temperaturkoefficient zu erwarten.

Was nun die Zahlen von Dewar und Fleming bet
so geht schon aus der eingangs gemachten Zusammenstell
hervor, dass dieselben nichts weniger als Dielectricitäts„
stanten" darstellen, indem anscheinend keine Zahl reproduci



geführt werden: es ergaben nämlich bei ca. — 200° Suspensionen von

Al_2O_3	$D = 2{,}5$ in Eis	$Ba(OH)_2$	$D = 15$ in Eis
Bi_2O_3	$D = 2{,}6$	PbO	$D = 78{,}5$
S	$D = 2{,}6$	Fe_2O_3	$D = 90$
sehr wenig Au	$D = 2{,}6$	CuO	$D = 161$

Bis auf die Goldsuspension, bei der die sehr geringe Menge dafür als Erklärung ausreicht, zeigen die leitenden Stoffe offenbar die zu erwartende Steigerung der Capacität.

Die Ergebnisse von Dewar und Fleming an gefrorenen electrolytischen Lösungen in ähnlicher Weise zu discutiren, erscheint zwecklos, denn offenbar spielen hier eine Reihe unerforschter Factoren mit: die Löslichkeit und die davon abhängige kryohydratische Temperatur, unterhalb derselben die zufällige Anordnung von Eis und festem Electrolyt in dem Conglomerat beider, und vor allem wohl die möglichen Verunreinigungen. Dass letztere von erheblichstem Einfluss sind, zeigen unzweifelhaft die beiden Serien von Dewar und Fleming mit „Eis aus gewöhnlichem destillirten Wasser" und „reinem Eis", für deren kolossale Differenzen die eingangs angeführten Proben genügen dürften.

Hiernach und nach der oben zur Erklärung der Erscheinungen gemachten Annahme ist zu erwarten, dass absolut reines, also homogen gefrierendes Wasser, als Eis keine Complicationen für die dielectrische Messung bieten würde und eine Constante von der Grössenordnung der oben für schnelle Schwingungen gefundenen für alle Schwingungen ergäbe.

Dewar und Fleming weisen in ihrer neuesten (l. c.) Arbeit darauf hin, dass die Differenzen zwischen den (eingangs angeführten) Resultaten nach ihrer und der Nernst'schen Methode durch eine Variation der Dielectricitätsconstante mit der Schwingungszahl, also electrische Dispersion zu erklären sei. Wenn dies auch principiell zuzugeben ist, so wird doch schwerlich z. B. die Differenz bei — 49°, bei der Periode 120, $D = 57$, $\sqrt{D} = 7{,}6$ und der Periode ca. 10000[1]), $D = 3{,}6$,

1) Nicht 320, wie Dewar und Fleming für die Periode des Wechselstromes in der Nernst'schen Anordnung annehmen; vgl. Heydweiller, Wied. Ann. 57. p. 694. 1896; M. Wien, Wied. Ann. 58. p. 66. 1896.

$\sqrt{D} = 1{,}9$ allein durch die veränderte Schwingungszahl bedingt sein, vielmehr wird dafür wesentlich das Netzwerk leitender Canälchen verantwortlich zu machen sein, dessen Wirkung um so mehr fälschend ins Gewicht fällt, je kleiner die Schwingungszahl ist.

Dewar und Fleming scheinen im übrigen der Meinung zu sein, der sie mehrfach Ausdruck verleihen[1]), dass die Dielectricitätsconstanten von Wasser und Eis bei 0° continuirlich ineinander übergehen müssten. Dass die Aggregatzustandsänderung hier jedoch ohne Einfluss sei, erscheint im höchsten Grade unwahrscheinlich. In der That zeigt Wasser bei 0° auch bei sehr schnellen Schwingungen, ebenso wie bei langsamen (also ohne Dispersion) $D =$ ca. 87[2]), während nach den oben mitgetheilten von Hrn. Harms gemachten Messungen Eis ebenfalls in der Nähe von 0° nur $D = 3{,}1$ besitzt. Der sogar auffallend grosse Sprung ist also zum mindesten für die Periode 5×10^6 sicher nachgewiesen und dürfte demnach wohl auch bei anderen Schwingungszahlen vorhanden sein.

Ich will ferner nicht unterlassen, darauf hinzuweisen, dass die mit schlechtem Minimum mit Hülfe des Nernst'schen Apparates erhaltenen Zahlen gänzlich falsche Werthe liefern, sodass die Messungen von Dewar und Fleming selbst nach der Nernst'schen Methode mit Misstrauen aufzunehmen sind, soweit sich dieselben auf Wasser, Ammoniaklösung und CuO in Wasser suspendirt beziehen. Dafür spricht z. B. der für Wasser bei + 1 gefundene Werth $D = 68$ statt des richtigen

bequem erreichbar ist. Durch diese Art des Frierens sollte die Möglichkeit vermieden werden, dass das Eis beim Frieren Flüssigkeit einschliesse und diese durch hohen Druck flüssig erhalte. Der anscheinend völlig homogene Eismantel wurde dann mit dem Platinrohr in seinem Inneren in abgekühltes Quecksilber getaucht, sodass letzteres die äussere Belegung eines Condensators, das Platinrohr die innere, und der Eiscylinder das Dielectricum bildete. Das mit diesem Eiscondensator erhältliche Minimum im Nernst'schen Apparat war bei -20^0 derartig schlecht, dass die Glastafelverschiebungen bei An- und Ausschalten neben den Messcondensator bei einer Gesammtverschiebung von 6,4 cm eine Unsicherheit von 0,5 cm, also etwa 8 Proc., aufwiesen, was infolge der davon nicht berührten Zuleitungscapacitäten für die Dielectricitätsconstante des Eises eine noch beträchtlich grössere Unsicherheit bedingt. Mit diesem unsicheren Minimum fand sich die scheinbare Dielectricitätsconstante = ca. 7,5, also über doppelt so gross als oben mit schnellen Schwingungen bestimmt. Nimmt man, wie wahrscheinlich, an, dass Eis, wie Wasser, keine electrische Dispersion besitzt, so lehrt dieser Versuch zugleich, dass ein schlechtes Minimum im Nernst'schen Apparat auch nicht einmal zu einer annähernden Bestimmung brauchbar ist.

Die früher[1]) von mir geäusserte Annahme, dass die hohen Werthe der Dielectricitätsconstanten, die Dewar und Fleming gefunden haben, eine Folge electrolytischer Polarisation der Condensatorplatten sei, ist nach den neuesten Versuchen der englischen Forscher unhaltbar, da auch Ströme von ca. 100 Volt, also weit oberhalb der Zersetzungsspannung der Electrolyten, sehr hohe Dielectricitätsconstanten ergeben. So fanden sie bei der Temperatur der flüssigen Luft:

Rubidiumhydrat (5 proc. Lösung gefroren)	$D =$	65,6	bei 97	Volt
Dasselbe	$D =$	50	„ 79	„
Dasselbe früher	$D =$	170	„ 1,43	„
Kaliumhydrat (5 proc. Lösung gefroren)	$D =$	134	„ 1,43	„
Dasselbe	$D =$	153	„ 9,88	„
Dasselbe	$D =$	175	„ 79,5	„

Wie man sieht, werden die bei 1,4 Volt Ladestromspannung des Condensators erhaltenen hohen Werthe auch bei

1) Abegg, Wied. Ann. **62.** p. 249. 1897.

hoher Spannung nicht klein, jedoch beweisen diese Beobachtungen nur aufs neue, dass hier keinerlei einfach zu deutende Naturconstanten vorliegen, da dieselben durch Aenderung nicht nur der Frequenz, sondern sogar der Spannung und jedenfalls noch mancher anderer unerkannter Verhältnisse variirt werden.

Nach der im Obigen von mir gemachten Annahme ist diese unberechenbare Veränderlichkeit des dielectrischen Verhaltens von Dewar und Fleming's Versuchsobjecten als durch die zufällige Gestaltung der mit gesättigter Electrolytlösung erfüllten Canälchen, die das Eis durchsetzen, bedingt anzusehen. Diese electrolytisch leitenden Lösungsfäden müssen sich — bei Lösungen selbstverständlich, bei Wasser infolge der unvermeidlichen Verunreinigungen — oberhalb der kryohydratischen Temperatur mit Sicherheit herstellen. Die Verschiedenheit dieser Temperatur für verschiedene Stoffe erklärt dann auch das verschiedene Verhalten ungezwungen.

Ein weiterer Grund der Inconstanz kann schliesslich darin gefunden werden, dass bei den sehr tiefen Temperaturen selbst unterhalb der kryohydratischen ein Theil der Lösung flüssig bleiben könnte, da die Umwandlung von Flüssigkeit in Eis sicherlich, wie alle anderen Umwandlungen, mit sinkender Temperatur stark verlangsamt wird.[1])

Ganz abgesehen von der obigen Annahme dürften die Zahlen von Dewar und Flemming erst dann zu irgendwelchen Schlüssen benutzt werden, wenn nachgewiesen ist,

18. *Ueber eine in oceanographischen Werken vorkommende falsche Formel;* *von F. v. Wrangell.*

Bekanntlich hat Zöppritz in seiner epochemachenden Abhandlung: „Hydrodynamische Probleme in Beziehung zur Theorie der Meeresströmungen“ [1]) die Gesetze der Geschwindigkeitsverbreitung in Meeresströmen rechnerisch zurückgeführt auf einige, bereits früher gelöste, Fragen der Wärmetheorie.

Eins der wichtigsten Resultate seiner Untersuchung ist der Satz, dass in unbegrenztem, tiefem Wasser, bei constanter Oberflächengeschwindigkeit w_0, die Geschwindigkeit $v=(w_0/n)$ (wo n eine beliebige Constante > 1) eindringt in die Tiefen x_1, x_2, x_3 ... nach Zeitintervallen t_1, t_2, t_3 ..., zwischen denen die Relation besteht:

$$x_1 : x_2 : x_3 \ldots = \sqrt{t_1} : \sqrt{t_2} : \sqrt{t_3} : \ldots, \tag{1}$$

d. h. dass *dieselbe* Geschwindigkeit v zu verschiedenen Zeiten in Tiefen eintritt, die sich verhalten wie die Quadratwurzeln aus den Zeiten, analog wie die Zeiten gleicher Temperatur sich verhalten wie die Quadrate der Tiefen.

Die Formel zur Bestimmung von v in der Tiefe x, nach der Zeit t bei constanter Oberflächengeschwindigkeit w_0, ist für unbegrenztes, unendlich tiefes Wasser:

$$v = w_0 \left\{ 1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\frac{x}{2\sqrt{\frac{\mu}{k} \cdot t}}} e^{-z^2} dz \right\} \tag{2}$$

wo μ = specifisches Gewicht, $k = 0{,}0144$ die Reibungsconstante für Wasser. Das bestimmte Integral

$$\int e^{-t^2} . dt,$$

welches in sehr vielen analytischen Untersuchungen vorkommt

1) Zöppritz, Wied. Ann. 3. p. 582. 1878.

(z. B. in der Strahlenbrechung, der Wahrscheinlichkeitsrechnung u. a.), ist in besonderen Tafeln von Kramp, Legendre und Encke berechnet worden.

Setzt man $v =$ einem bestimmten Theil von w_0, z. B.

$$v = \frac{w_0}{2},$$

so lässt sich aus diesen Tafeln derjenige Werth der oberen Grenze

$$\frac{x}{2\sqrt{\frac{\mu}{k} \cdot t}}$$

entnehmen, welcher diesem willkürlich gewählten Werthe des Integrales entspricht. Auf diese Weise hat Zöppritz zwei Beispiele berechnet und gefunden, dass

$$v = \frac{w_0}{2}$$

in die Tiefe $x = 100$ m eindringt nach 239 Jahren, während

$$v = \frac{w_0}{10}$$

in die Tiefe $x = 100$ m eindringt nach 41 Jahren.

Zwischen v, x und t lässt sich keine einfachere Relation aufstellen, als die durch das Integral (2) ausgedrückte.

Nun hat aber Hr. P. Hoffmann[1]) in einer sonst sehr verdienstlichen Schrift eine unrichtige Darstellung der Zöppritz'schen Befunde gegeben, welche in Handbücher der Oceano-

[redacted]

Gesetz derselben wird dargestellt durch die Formel

$$\sqrt{t} = 1736 \,.\, h \,.\, \frac{1}{n}, \tag{3}$$

welche besagt, dass nach t Secunden in der Tiefe von h Metern unter der mit der Geschwindigkeit 1 in Bewegung erhaltenen Schicht das Wasser die Geschwindigkeit $1/n$ erreicht.

Daraus ergiebt sich z. B. für $h = 1$ m nach 24 Stunden die Geschwindigkeit 0,17 etc.“

Hoffmann giebt den Weg nicht an, auf welchem er vom Zöppritz'schen Ausdruck (2) zur einfachen, aber falschen Formel (3) gelangt. Diese Formel drückt nicht einmal eine Annäherung aus, wovon man sich durch einen Vergleich mit den von Zöppritz angeführten Beispielen überzeugen kann. Beim Werthe

$$v = \frac{w_0}{2}$$

hat das Integral den Werth $= {}^1/_2$ und man findet in den Encke'schen Tafeln [1]) den entsprechenden Werth der oberen Grenze

$$\frac{x}{2\sqrt{t}}\sqrt{\frac{\mu}{k}} = 0{,}48.$$

Für $x = 10\,000$ cm, $\mu = 1$, $k = 0{,}0144$ erhält man

$$\sqrt{t} = \frac{5000}{0{,}48 \,.\, 0{,}12},$$

woraus $t = 7537\,000\,000$ Sec. $= 239$ Jahre.

Für diesen speciellen Fall giebt auch die Hoffmann'sche Formel nahezu dieselbe Zahl. Nimmt man dagegen eine beliebige andere Grösse für n, z. B. das zweite Beispiel von Zöppritz,

$$v = \frac{w_0}{10},$$

so erhält man nach den Encke'schen Tafeln in angeführter Weise $t = 41$ Jahre, während die Hoffmann'sche Formel $t = 9{,}52$ Jahre giebt.

Leider ist die Hoffmann'sche Formel auch in den Band II des ausgezeichneten Handbuchs der Oceanographie

1) Encke, Astr. Jahrb. 1834.

von Boguslawsky-Krümmel aufgenommen. Es heisst dort p. 345: „Indem Zöppritz den Reibungscoefficienten des Meerwassers nach O. Meyer's Bestimmung zu 0,0144 ansetzt, wobei Centimeter und Secunde die zugrundeliegenden Einheiten sind, führte er eine Reihe von Rechnungen aus, die sich nach folgender, von Hoffmann angegebenen, vereinfachten Formel leicht wiederholen und vermehren lassen:

$$\sqrt{t} = 1736 \,.\, x \,.\, \frac{v_0}{n} \ldots \text{ etc.}“$$

Gestützt auf die wohlverdiente Autorität der „Oceanographie“ hat die unrichtige Hoffmann'sche Formel sich in der Wissenschaft eingebürgert. Thoulet sagt z. B. in seiner „Océanographie“ (Dynamique) p. 105: „D'après une formule de Hoffmann *adoptée par Zöppritz*, en prenant pour coefficient de frottement de l'eau de mer la valeur 0,0144 calculée avec la seconde et le centimètre pour unités, la vitesse v_0/n comprise entre zéro et v_0 pénètre à la profondeur x au bout d'un nombre de secondes t donné par la relation:

$$\sqrt{t} = 1736 \,.\, x \,.\, \frac{v_0}{n} .“$$

Diese Darstellung, wonach Zöppritz im Jahre 1878 Berechnungen angestellt hat auf Grund einer von Hoffmann 1884 gegebenen unrichtigen Formel, beruht augenscheinlich auf der oben citirten Stelle aus dem Krümmel'schen Handbuch. Mir sind ungedruckte Collegienhefte bekannt, wo sich derselbe

1898. ANNALEN № 6.
DER
PHYSIK UND CHEMIE.
NEUE FOLGE. BAND 65.

1. *Die Reststrahlen von Steinsalz und Sylvin* [1]; *von H. Rubens und E. Aschkinass.*

Lässt man die Strahlen, welche von einem erhitzten Körper ausgehen, wiederholt an Spiegeln aus einer gegebenen Substanz reflectiren, so behält man bei genügender Zahl von Reflexionen schliesslich nur diejenigen Strahlen in merklichem Betrag zurück, welche von der betreffenden Substanz metallisch reflectirt werden. Dieser Strahlencomplex, welcher im allgemeinen einem einzigen, bisweilen aber auch mehreren eng begrenzten Spectralgebieten angehört, ist in einer früheren Abhandlung [2]), welche der eine von uns in Gemeinschaft mit Hrn. E. F. Nichols vor Jahresfrist in diesen Annalen veröffentlicht hat, mit dem Namen Reststrahlen bezeichnet und für Quarz, Glimmer und Flussspath näher untersucht worden. Es ergab sich, dass die Wellenlänge dieser Strahlen, in Uebereinstimmung mit den Folgerungen, welche aus der Ketteler-Helmholtz'schen Dispersionsformel hergeleitet werden können, eine sehr grosse ist, und dass z. B. die Reststrahlen des Flussspathes eine mittlere Wellenlänge von $24{,}4\,\mu$ besitzen.

Noch weit grössere Wellenlängen lässt die Dispersionstheorie für die Reststrahlen von Steinsalz und Sylvin erwarten. Nach den von dem einen von uns allein und in Gemeinschaft mit den Herren E. Nichols und A. Trowbridge ausgeführten Messungen [3]) liegt das Gebiet metallischer Absorption für Steinsalz zwischen 50 und $60\,\mu$ ($56\,\mu$), für Sylvin zwischen 60 und $70\,\mu$ ($67\,\mu$). Es ist also durch Beobachtung und Untersuchung

1) Die sich auf Steinsalz beziehenden Versuche wurden in der Sitzung der Phys. Ges. vom 4. März 1898 im Auszug mitgetheilt.

2) H. Rubens u. E. F. Nichols, Wied. Ann. **60.** p. 418. 1897. (Im Folgenden mit l. c. bezeichnet.)

3) H. Rubens, Wied. Ann. **54.** p. 476. 1895 und H. Rubens u. A. Trowbridge, Wied. Ann. **60.** p. 724. 1897.

dieser Reststrahlen von Steinsalz und Sylvin ein Mittel gegeben, erheblich weiter als bisher in das ultrarothe Spectrum vorzudringen und sich auf diesem Wege den Spectralgebieten um ein weiteres Stück zu nähern, welche uns durch electrische Untersuchungen bekannt sind.

Schon in der obengenannten Arbeit war es gelungen, das Vorhandensein der Reststrahlen von Steinsalz durch eine l. c. eingehend beschriebene Versuchsanordnung mit Hülfe des Bolometers mit vollkommener Sicherheit nachzuweisen. Die hierbei erhaltenen Wirkungen waren indessen ausserordentlich gering. Der beobachtete Galvanometerausschlag betrug im ganzen nur 5 mm. Der Effect dieser schwachen Strahlung war zwar genügend, um erkennen zu lassen, dass dieselbe von Steinsalz, Sylvin und Chlorsilber stark absorbirt, dagegen von Paraffin in beträchtlichem Maasse hindurch gelassen wird[1]), jedoch konnte die wichtigste Bestimmung, die Messung der Wellenlänge jener Strahlen, mit Hülfe der damals vorhandenen Mittel nicht vorgenommen werden.

Es ist uns nunmehr gelungen, durch Verbesserung der Apparate, insbesondere durch Anwendung einer sehr empfindlichen Thermosäule an Stelle des Bolometers, nicht nur von den Reststrahlen des Steinsalzes, sondern auch von denen des Sylvins erhebliche Wirkungen zu erhalten, welche es uns ermöglichten, die Eigenschaften beider Strahlengattungen eingehend zu untersuchen und eine exacte Messung ihrer Wellenlänge mit Hülfe des Beugungsgitters vorzunehmen.

[redacted]

ist in Fig. 1 enthalten. Als Wärmequelle diente ein Auerbrenner *A* ohne Glascylinder. Derselbe erwies sich als hinreichend constant und sehr ergiebig an Wärmestrahlen von grosser Wellenlänge. Ferner besitzt derselbe für den vorliegenden Zweck den Vorzug einer sehr grossen strahlenden Fläche. Unmittelbar gegenüber dem glühenden Theile des Auerbrenners befand sich der Collimatorspalt s_1 des Spiegelspectrometers $s_1 e_1 e_2 s_2$, auf dessen Tischchen das Beugungsgitter g montirt war. Die Brennweite der Hohlspiegel e_1 und e_2 betrug 37 cm, ihre Oeffnung 6 cm, die Höhe der Spalte s_1 und s_2 4 cm. Das benutzte Beugungsgitter ist das gleiche, welches in früheren Untersuchungen vielfach angewandt und

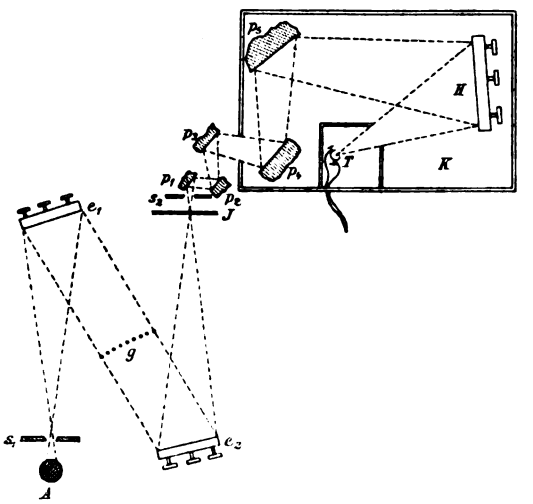


Fig. 1.

hinsichtlich seiner Eigenschaften genau beschrieben worden ist.[1]) Es besteht aus 0,1858 mm dicken Silberdrähten, hat eine Gitterconstante = 0,3716 mm und ist infolge dessen in den Spectren mit ungerader Ordnungszahl sehr lichtstark, während die Spectren mit gerader Ordnungszahl völlig ausfallen. Das Gitter ist Eigenthum des Hrn. Prof. A. König, welcher uns dasselbe wiederum in liebenswürdigster Weise zur Verfügung stellte. Es sei uns gestattet, an dieser Stelle hierfür unsern ergebensten Dank auszusprechen.

1) Vgl. l. c. p. 424 u. 425.

Die aus dem feststehenden Ocularspalt s_2 divergent au
tretenden Wärmestrahlen werden nun an drei Flächen (p_n) d
untersuchten Substanz gespiegelt und gelangen dann in d
Innere eines Holzkastens K, in welchem sich die zwei übrig
reflectirenden Flächen (p_n), ein Hohlspiegel H von 12 cm Oe
nung und 15 cm Brennweite und die Thermosäule T befinden.
Auf den strahlungsempfindlichen Löthstellen dieser letztere
wird also mit Hülfe des Hohlspiegels H ein stark verkleinerte
relativ heisses Bild des Ocularspaltes s_2 entworfen. Die Co
struction und Einrichtung der Thermosäule ist kürzlich vo
dem einen von uns eingehend beschrieben worden[2]), sodass e
genügt, hier darauf hinzuweisen, dass dieselbe 20 Therm
elemente enthält, welche aus Eisen- und Constantandrähte
bestehen und deren ungeradzahlige Löthstellen in einer vert
calen, ca. 18 mm langen Linie angeordnet sind. Sämmtlich
Löthstellen sind dick berusst.[3]) Der innere Widerstand d
Thermosäule betrug 3,5 Ohm. Die Messung der Thermoströ
wurde mit einem gegen magnetische Störungen gut geschützte
Panzergalvanometer vorgenommen, welches $5\,\Omega$ inneren Wide
stand hatte und für einen Strom von $1{,}4 \times 10^{-10}$ Amp. ein
Ausschlag von einem Millimeter liefert. Die normale the
retische Temperaturempfindlichkeit unseres Thermomultip
cators berechnet sich hiernach zu $1{,}1 \times 10^{-6}$ Celsiusgrade
Die Lage des Nullpunktes war unter diesen Bedingungen, b
welchen fast alle im Folgenden beschriebenen Messungen au
geführt wurden, vollkommen ausreichend, um die Ablesu

Scheidewände angebracht. Der Eintritt der Strahlen in den Kasten wurde durch Aufziehen eines in dem Strahlengang befindlichen Glasschirmes J bewirkt.

In dem Spectrometer $s_1 e_1 e_2 s_2$ ist im Gegensatz zu der meist üblichen Anordnung der aus dem Spalt s_1 und dem Spiegel e_1 bestehende Collimator drehbar, während der Spiegel e_2 und der Ocularspalt fest stehen. Diese Einrichtung ist der sonst gebräuchlichen vollkommen gleichwerthig, doch erfordert dieselbe, dass die Strahlungsquelle an der Bewegung des Collimators Theil nimmt, bez. bei jeder neuen Einstellung bezüglich ihrer Lage zum Collimator von neuem justirt wird. In dem hier vorliegenden Falle war dieses letztere mit Hülfe einer einfachen optischen Controlmethode in wenigen Secunden ausführbar. Die hier beschriebene Spectrometeranordnung besitzt den Vorzug, dass die Thermosäule unverrückbar im Inneren des Kastens K angebracht und gegen thermische Einflüsse auf diese Weise sehr gut isolirt ist.

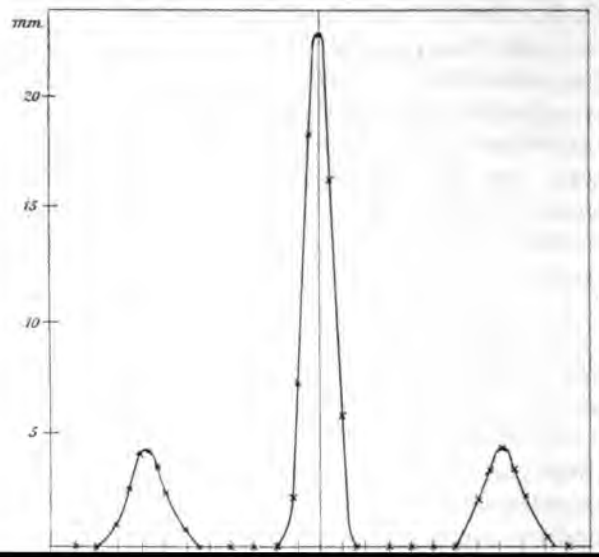
Es gelang uns ohne Schwierigkeiten fünf Steinsalzflächen zu beschaffen, welche genügende Ausdehnung besassen, um den aus dem Spalt s_2 austretenden Strahlenkegel vollkommen aufzunehmen. Bei dem viel selteneren Sylvin wäre uns dies ohne das liebenswürdige Entgegenkommen der Herren Prof. E. Warburg und Geh.-Rath Hauchecorne nicht möglich gewesen. Wir ergreifen gern die Gelegenheit, beiden Herren für die uns überlassenen schönen Stücke herzlich zu danken.

Das Schleifen und Poliren der Flächen geschah unmittelbar vor dem Gebrauche. Auch am Schlusse unserer Untersuchung erwies sich die Beschaffenheit derselben noch als tadellos.

Die Spaltbreiten betrugen bei der Wellenlängenmessung der Reststrahlen von Steinsalz stets 1 cm. In der Mitte des Centralbildes erhielt man unter diesen Bedingungen einen Ausschlag von 20 mm, in dem Maximum der Beugungsbilder erster Ordnung dagegen angenähert 4,5 mm. Bei der Untersuchung des Sylvins wurden die Spalte auf 1,6 cm erweitert. Die Ausschläge ergaben sich dann im Centralbild zu 16, in den Beugungsbildern zu angenähert 3,5 mm. Obwohl es sich bei diesen Versuchen, insbesondere bei der Beobachtung der Beugungsbilder erster Ordnung nur um Temperaturerhöhungen von wenigen Millionsteln Graden handelt, erwiesen sich die

angewandten Mittel als vollkommen ausreichend, um
Messung der mittleren Wellenlänge der untersuchten Str
bis auf Bruchtheile eines Procentes zu ermöglichen, wie
den im Folgenden mitgetheilten Versuchsreihen hervorgel

In den Figg. 2 und 3 sind zwei dieser Versuchsre
von denen die eine mit den Reststrahlen des Steinsalzes (Fi
dagegen die andere (Fig. 3) mit denjenigen des Sylvins b
achtet wurde, graphisch dargestellt. Als Abscissen sind



beiden Fällen mit einem sehr homogenen Strahlencomplex zu thun hat, bei welchem die Abweichung von der mittleren Wellenlänge auch für die extremen Strahlen nur wenige Procente betragen kann.

Im ganzen wurden sechs solcher Versuchsreihen zur Messung der Wellenlänge angestellt, von denen sich vier auf die Reststrahlen des Steinsalzes, zwei auf diejenigen des Sylvins beziehen. In der folgenden Tabelle sind die Resultate sämmtlicher Versuchsreihen enthalten, die in den Fig. 2 und 3 graphisch dar-

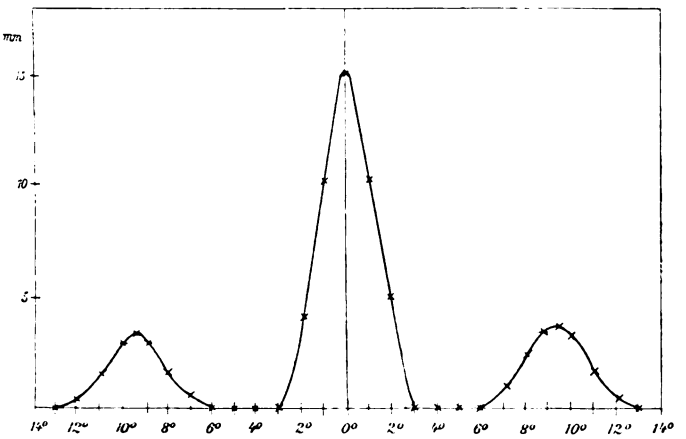


Fig. 3.

gestellten Reihen sind in der Tabelle als Nr. IV und Nr. VI aufgeführt.

Tabelle I.

Substanz	Nr.	Abstand des Beugungsbildes vom Centralbild: linkes l	rechtes r	Mittel $\frac{l+r}{2}$	Wellenlänge λ	Mittel
Steinsalz	I	7° 45′	7° 55′	7° 50′	50,6 μ	51,2 μ
	II	7 50	8 6	7 58	51,5	
	III	7 50	7 58	7 54	51,1	
	IV	7 55	8 0	7 57	51,4	
Sylvin	V	9 28	9 28	9 28	61,1	61,1
	VI	9 30	9 25	9 28	61,1	

Die mittlere Wellenlänge der Reststrahlen von Steinsalz und Sylvin beträgt also hiernach 51,2 bez. 61,1 μ. In beiden

Fällen sind die aus der Dispersionsformel hergeleiteten Werthe um 9 bis 10 Prozent zu hoch, wie sich dies nach den an Quarz und Flussspath gemachten Erfahrungen mit grosser Wahrscheinlichkeit voraussehen liess.[1])

Messung der Absorption.

Um die Absorption zu untersuchen, welche die Reststrahlen von Steinsalz und Sylvin in einer Reihe von festen, flüssigen und gasförmigen Körpern erfahren, war es rathsam, das Spiegelspectrometer s_1 e_2 e_1 s_2 aus der in Fig. 1 wiedergegebenen Versuchsanordnung zu entfernen und den Auerbrenner unmittelbar vor dem Fallschirm J anzubringen. An der Stelle, an welcher sich früher der Ocularspalt s_2 befunden hatte, wurde nun ein Diaphragma aus Pappe aufgestellt und die zu untersuchenden Körper in Form möglichst planparalleler Platten derart in den Strahlengang eingeschaltet, dass sie das Diaphragma vollkommen bedeckten.

Bei der Untersuchung der Reststrahlen des Steinsalzes erwiesen sich die Ausschläge, auch bei der Hälfte der sonst angewandten Galvanometerempfindlichkeit als sehr beträchtlich (ca. 80 mm bei freiem Diaphragma). Bei Beobachtung der Sylvinstrahlen war trotz sorgfältigster Justirung nicht mehr als die Hälfte zu erhalten. Die für Steinsalzstrahlen beobachteten Absorptionswerthe sind daher wesentlich genauer als diejenigen, welche sich auf die Reststrahlen von Sylvin beziehen.[2])

Die folgende Tabelle enthält die Resultate, welche mit

[redacted]

Steinsalzes. Auch Glimmer und Fischblase ergaben sich in den angewandten, sehr geringen Schichtdicken als sehr durchlässig. Die beiden hier untersuchten, mit I und II bezeichneten Paraffinsorten verhalten sich hinsichtlich ihrer Durchlässigkeit sehr verschieden, was auf eine verschiedenartige Zusammensetzung beider Materialien schliessen lässt. Paraffin I ist von allen untersuchten festen Körpern bei weitem der durchlässigste, was mit den früheren Beobachtungen gut übereinstimmt.

Tabelle II.

Substanz	Dicke d in mm	Durchlässigkeit[1]) für die Reststr. von		Substanz	Dicke d in mm	Durchlässigkeit für die Reststr. von	
		Steinsalz	Sylvin			Steinsalz	Sylvin
Paraffin I	1,9	43	52	Wachstaffet	0,26	9	24
Paraffin II	0,5	52	63	Fischblase	0,03	60	68
Quarz	0,5	61	77	Sylvin	2,0	0	0
Quarz	5,25	8	18	Steinsalz	3,0	0	0
Fluorit	5,6	4	6	Chlorsilber	3,0	0	0
Glimmer	0,02	53	55	Glas	0,12	0	0
Guttapercha	0,1	50	56	Gyps	0,8	0	0
Schwarz. Kautschuk	1,0	3	6	Kalkspath	3,0	0	0

Die Thatsache, dass durch Fischblase von 0,03 mm Dicke noch ca. $^2/_3$ der hier untersuchten Strahlen hindurchgehen, veranlasste uns dazu, ein Absorptionsgefäss herzustellen, welches aus einer 1 mm dicken U-förmig geschnittenen Messingplatte bestand, welche auf ihrer Vorder- und Rückseite mit Lamellen aus Fischblase bezogen war. Dieses Absorptionsgefäss, welches noch ca. 40 Proc. der auffallenden Energie hindurchliess, ermöglichte es uns, verschiedene Flüssigkeiten auf ihre Durchlässigkeit für beide Strahlengattungen zu prüfen. Die Resultate der diesbezüglichen Messungen sind in der nächsten Tabelle zusammengestellt. Die Intensität der durch das leere Gefäss hindurchgehenden Strahlen ist darin gleich 100 gesetzt.

Die in der ersten Columne zuerst genannten fünf Substanzen zeigen eine zum Theil sehr grosse Durchlässigkeit für beide

1) In Procenten der auffallenden Strahlung.

Tabelle III.

Substanz $d = 1$ mm	Durchlässigkeit für die Reststrahlen von	
	Steinsalz	Sylvin
Schwefelkohlenstoff	98	97
Benzol	85	83
Petroleum	66	82
Toluol	28	48
Xylol	16	17
Olivenöl	0	20
Wasser	0	0
Alkohol	0	0
Aether	0	0

Strahlengattungen; die drei letzten sind vollkommen undurchlässig. Olivenöl ist der einzige der von uns untersuchten Körper, welcher in der angewandten Schichtdicke die Reststrahlen von Steinsalz völlig absorbirt, während er einen immerhin beträchtlichen Theil der Sylvinstrahlen hindurchlässt. Diese sämmtlichen Thatsachen lassen sich in ungezwungener Weise mit den Folgerungen der Dispersionstheorie in Uebereinstimmung bringen. Alle Stoffe, welche in einer Schichtdicke von 1 mm und darüber eine noch merkliche Durchlässigkeit aufweisen, und von denen einige, wie wir kürzlich nachgewiesen haben[1]), auch für die Reststrahlen des Flussspaths durchlässig sind, gehören mit Ausnahme von Quarz, Flussspath und Olivenöl

Absorptionsbanden liefert die Ketteler-Helmholtz'sche Dispersionsformel einen Brechungsindex für unendlich lange Wellen, welcher mit der Wurzel aus der Dielectricitätsconstanten dieser Stoffe fast identisch ist.[1]) Bei diesen Substanzen sind also auch im weiteren Verlauf des ultrarothen Spectrums Banden sehr starker Absorption nicht mehr wahrscheinlich.[2])

Bei Olivenöl muss infolge der erheblichen Verschiedenheit zwischen dem Quadrat des optischen Brechungsindex (2,20) und seiner Dielectricitätsconstanten (3,08) im ultrarothen Spectralgebiet anomale Dispersion stattfinden.[3]) Die Annahme, dass diese anomale Dispersion bei kürzeren Wellen als 61 μ vielleicht nicht weit von 50 μ eintritt, würde die Durchlässigkeit dieser sonst sehr wenig diathermanen Substanz für die Reststrahlen des Sylvins erklären, sowie ihre Undurchlässigkeit für die Reststrahlen des Steinsalzes begreiflich erscheinen lassen.

Betrachten wir die in den Tab. II und III gegebenen Resultate vom Standpunkte der electromagnetischen Lichttheorie, so ist die Aehnlichkeit in dem Verhalten der hier beobachteten Wärmestrahlen von grosser Wellenlänge und den electrischen Wellen von relativ kurzer Periode unverkennbar. In beiden Fällen erweisen sich die besten Isolatoren als die durchlässigsten Substanzen.

Da wir die Beobachtung machten, dass die Reststrahlen von Steinsalz und Sylvin von einem Bunsenbrenner in beträchtlichem Maasse ausgesandt werden, erschien es uns von Interesse, die Durchlässigkeit von Wasserdampf und Kohlensäure für die hier untersuchten Strahlengattungen zu ermitteln. Zu diesem Zwecke liessen wir die Strahlen des Auerbrenners vor ihrer Reflexion an den Steinsalz- bez. Sylvinflächen ein 40 cm langes Rohr passiren, durch welches mit Hülfe eines seitlichen Ansatzrohres Wasserdampf oder trockene Kohlensäure eingeleitet werden konnte. Es ergab sich, dass Kohlensäure in

---

1) Vgl. F. Paschen, Wied. Ann. **54.** p. 668. 1896 und l. c. p. 455.

2) Die l. c. p. 455 beobachtete geringe Differenz zwischen der Grösse $b^2(n_\infty)$ und der Dielectricitätsconstanten kann auch ohne Annahme weiterer Absorptionsstreifen im Ultraroth ihre Erklärung finden wie Hr. Drude gezeigt hat.

3) L. Arons u. H. Rubens, Wied. Ann. **42.** p. 582. 1891.

dieser Schichtdicke keine merkliche Absorption besitzt, dagegen wurden die Strahlen vollständig absorbirt, sobald sich Wasserdampf in dem Rohre befand. Auch die Einführung eines Wasserdampfstrahles in den Strahlengang bewirkte eine beträchtliche Verminderung der beobachteten Ausschläge, welche für die Reststrahlen von Steinsalz ca. 17 Proc., für diejenigen von Sylvin ca. 23 Proc. betrug.

Diese ausserordentlich starke Absorptionswirkung des Wasserdampfes, welche für die Reststrahlen des Sylvins noch grösser ist als für diejenigen des Steinsalzes, lässt vermuthen, dass die Banden metallischer Absorption, welche die anomale Dispersion des Wassers hervorbringen, diesen Spectralgebieten nicht mehr sehr fern liegen. In Uebereinstimmung hiermit ergeben die von Hrn. Drude[1]) angestellten Rechnungen die Lage des Absorptionsstreifens für Wasser bei der Wellenlänge $\lambda = 78\,\mu$

Messung des Reflexionsvermögens.

Zur Untersuchung des Reflexionsvermögens einiger Substanzen für die Reststrahlen von Steinsalz und Sylvin diente uns das zur Messung der Wellenlänge benutze Spiegelspectrometer $s_1\ e_1\ e_2\ s_2$. Dasselbe wurde in der in Fig. 4 abgebildeten Weise aufgestellt. Die reflectirende Planfläche F war auf dem Tischchen in verticaler Lage angebracht und wurde durch Drehung des Tischchens und Justirung der Stellschrauben desselben derart orientirt, dass das von dem Spalt s_1 mit Hülfe der beiden Spiegel e_1 und e_2 entworfene Bild stets genau auf den Spalt s_2 fiel. Zur Controle der richtigen Einstellung wurde auch hierbei ein optisches Verfahren angewandt. Die Reflexion der parallelen Strahlen an den zu untersuchenden Flächen geschah unter einem Incidenzwinkel von angenähert 30°. Ein in den Strahlengang bei m eingeschaltetes

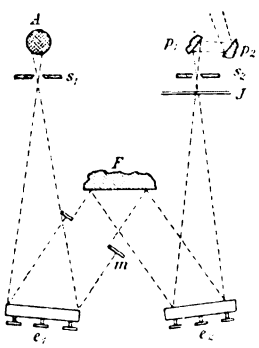


Fig. 4.

1) P. Drude, Physik des Aethers p. 533.

Diaphragma sorgte dafür, dass, unabhängig von der Grösse der reflectirenden Fläche stets das gleiche Strahlenbündel reflectirt wurde. Die in der folgenden Tabelle mitgetheilten Zahlen geben das Reflexionsvermögen der in der ersten Columne aufgeführten Substanzen, wenn das Reflexionsvermögen des Silbers gleich 100 angenommen wird, was nach früheren Versuchen statthaft erscheint.[1])

Tabelle IV.

Substanz	Steinsalz		Sylvin		Dielectricitäts-constante
	R	n^2	R	n^2	
Steinsalz	81,5	—	52,6	—	—
Sylvin	30,7	—	80,0	—	—
Flussspath	31,0	12,3	20,4	7,0	6,8
Quarz	17,8	6,1	13,0	4,5	4,6
Glimmer	13,4	4,6	—	—	—
Spiegelglas	15,7	5,3	11,3	4,0	4—7
Silicatflintglas	13,7	4,8	—	—	3,0—9,8
Schwefel	9,5	3,6	—	—	3,2—4,0

Ausser dem Reflexionsvermögen findet sich in Tab. IV auch für einige Substanzen das nach der Fresnel'schen Formel hieraus berechnete Quadrat des Brechungsexponenten, sowie die Dielectricitätsconstante.[2]) So ungenau dieses Verfahren zur Ermittelung des Brechungsindex auch sein mag, so tritt doch, insbesondere bei den aus dem Reflexionsvermögen der Sylvinstrahlen abgeleiteten Werthen von n^2 die Annäherung an die Dielectricitätsconstante deutlich hervor. Für Quarz, Flussspath und Schwefel ist die Uebereinstimmung beider Grössen hier eine sehr gute.

Das grösste Reflexionsvermögen zeigen naturgemäss Steinsalz und Sylvin für ihre eigenen Reststrahlen. Dasselbe erreicht das Reflexionsvermögen des Silbers für violettes Licht und ist für Strahlen, welche der Mitte des Absorptionsstreifens sehr nahe liegen, zweifellos noch erheblich grösser.

1) Vgl. l. c. p. 447.

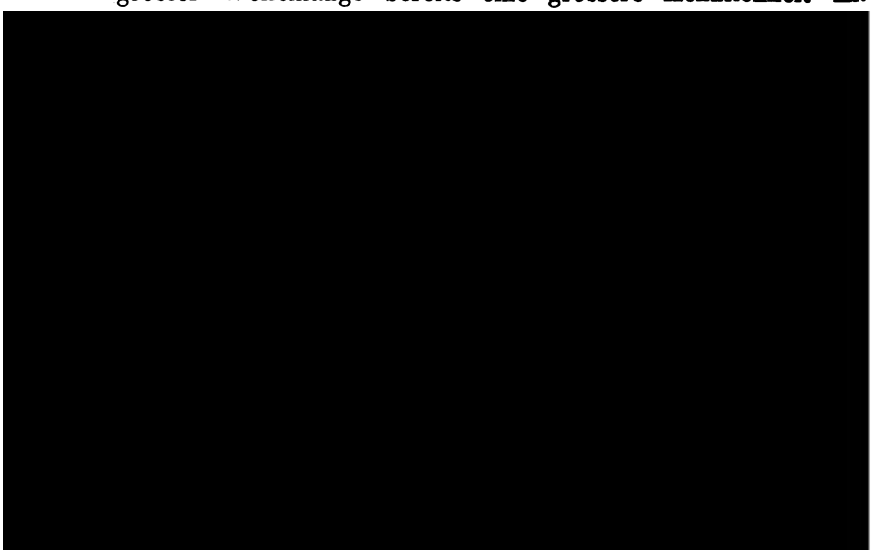
2) Die Werthe der Dielectricitätsconstanten von Quarz und Fluorit sind den Beobachtungen von Curie, Ann. de Chim. et Phys. (6) **17**. p. 385 und **18**. p. 203 entnommen. Für Schwefel sind die von Hrn. Lampa, Wied. Ann. **61**. p. 79. 1897 erhaltenen Zahlen eingesetzt.

Die Thatsache, dass die Brechungsexponenten von Flussspath und Quarz jenseits des Absorptionsstreifens mit wachsender Wellenlänge abnehmen[1]), entspricht durchaus den Forderungen der Dispersionstheorie. Aus dem gleichen Grunde lässt dieselbe erwarten, dass die Reststrahlen des Sylvins an einer Steinsalzfläche stärker reflectirt werden als die Reststrahlen des Steinsalzes an einer Sylvinfläche, wie dieses hier thatsächlich beobachtet wurde.

Als das Hauptergebniss der vorstehenden Untersuchung betrachten wir folgendes:

1. Die Reststrahlen von Steinsalz besitzen eine mittlere Wellenlänge von 51,2 μ, diejenigen von Sylvin eine solche von 61,1 μ. Die Wellenlänge der Sylvinstrahlen ist somit ca. 100 mal so gross als diejenige des rothen Lichtes und ca. 600 mal grösser als diejenige der äussersten von Hrn. Schumann[2]) beobachteten ultravioletten Strahlen. Dagegen ist dieselbe ca. 60—70 mal kleiner als die Länge der von Hrn. Lampa[3]) erzeugten electrischen Wellen von kleinster Periode (4 mm Wellenlänge). Theilt man das Spectrum nach Octaven der von Hrn. Schumann beobachteten ultravioletten Strahlen von 0,1 μ Wellenlänge, so liegen die Reststrahlen des Sylvins in der 10., die genannten, von Hrn. Lampa erzeugten electrischen Wellen in der 16. Octave.

2. Bezüglich des Absorptions- und Reflexionsvermögens zeigt das Verhalten der untersuchten Wärmestrahlen von grosser Wellenlänge bereits eine grössere Aehnlichkeit mit



Zusatz bei der Correctur.

In einer soeben erschienenen Abhandlung wiederholt Hr. M. Abramczyk[1]) die Versuche von Gustav Magnus[2]) über die Wärmeemission des Steinsalzes und berechnet aus einigen Absorptionsversuchen auch das Reflexionsvermögen einer Steinsalzfläche für die von erhitztem Steinsalz ausgehenden Strahlen. Er erhält auf diese Weise Werthe des Reflexionsvermögens zwischen 36 und 40 Proc. und zieht hieraus den Schluss, dass ein erheblicher Bruchtheil der von ihm beobachteten Strahlung dem Spectralgebiete angehört, in welchem Steinsalz metallische Absorption besitzt.

Dieses Resultat ist mit Hülfe einer Formel hergeleitet, welche voraussetzt, dass die von der erhitzten Steinsalzplatte ausgehenden Wärmestrahlen vollkommen homogen sind. Diese Voraussetzung ist jedoch keineswegs erfüllt.[3]) Man kann nämlich aus den Zahlen der Tab. V in der Abhandlung des Hrn. Abramczyk keinen Schluss auf die Homogenität der von einer 1 mm dicken Steinsalzplatte ausgehenden Gesammtstrahlung ziehen, sondern nur auf denjenigen Theil dieser Strahlung, welcher bereits durch eine 1 mm dicke Steinsalzschicht hindurchgegangen ist und welcher zum weitaus grössten Theile dem Spectralgebiet zwischen $\lambda = 20\ \mu$ und $\lambda = 25\ \mu$ angehört. Dieser besitzt ein viel geringeres Absorptionsvermögen als die Gesammtstrahlung.

Auch kann man sich leicht von der erheblichen Inhomogenität der Gesammtstrahlung durch spectrale Zerlegung derselben mit Hülfe eines Beugungsgitters überzeugen. Man erhält dann ein Spectrum, welches mehr als eine Octave umfasst und zwischen $20\ \mu$ und $27\ \mu$ ein schwach ausgeprägtes Energiemaximum besitzt.

Es ist hiernach schon zu erwarten, dass die von Hrn. Abramczyk angewandte Formel wegen der mangelnden Homogenität der Strahlen bez. wegen des zu gering angenommenen Werthes des Absorptionscoefficienten viel zu grosse Werthe für das Reflexionsvermögen liefern muss.

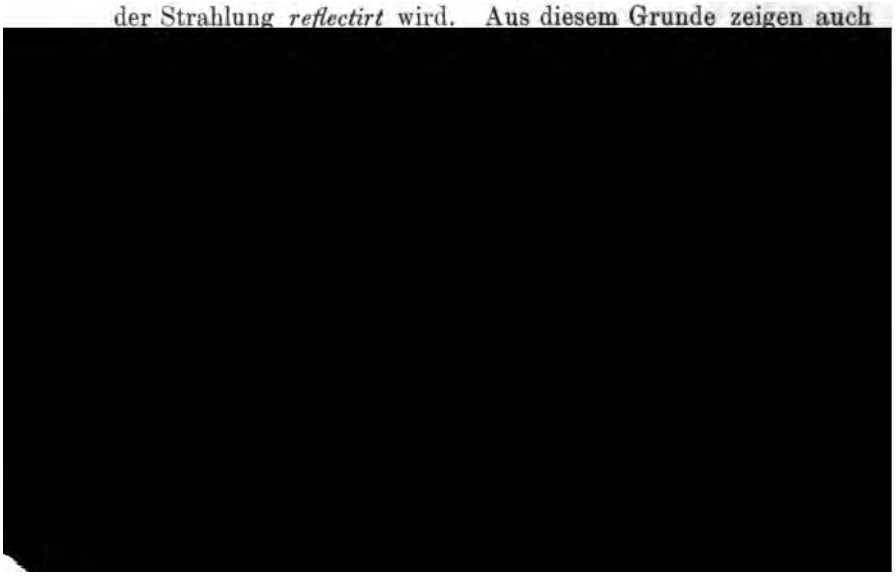
1) M. Abramczyk, Wied. Ann. **64.** p. 625. 1898.

2) Gustav Magnus, Poggen. Ann. **139.** p. 432. 1870.

3) M. Abramczyk nimmt an, dass dieselbe wenigstens angenähert erfüllt sei.

In Uebereinstimmung hiermit sind die von Hrn. Abramczyk erhaltenen Werthe des Reflexionsvermögens ca. dreimal so gross wie die von Gustav Magnus direct beobachteten, welche letzteren wir controlirt und richtig gefunden haben. Der von Hrn. Abramczyk gegen die directe Beobachtung des Reflexionsvermögens erhobene Einwand, dass dasselbe infolge unvollkommener Politur der Steinsalzflächen viel zu klein ausfallen könne (nur ein Drittel des normalen Betrages), wird durch unsere Versuche widerlegt, welche für Strahlen von der mittleren Wellenlänge $\lambda = 51{,}2\ \mu$ ein durchschnittliches Reflexionsvermögen von 82 Proc. ergeben.

Es erscheint uns daher nicht zweifelhaft, dass die von Hrn. Abramczyk für das Reflexionsvermögen berechneten Zahlenwerthe erheblich zu gross sind. Die von einer 1 mm dicken, auf $30 - 120^0$ erwärmten Steinsalzplatte ausgehenden Strahlen gehören also nur zum weitaus kleinsten Theil demjenigen Spectralgebiete an, in welchem Steinsalz metallische Absorption besitzt.[1]) Es ist übrigens von vornherein nicht wahrscheinlich, dass ein Körper mit blanken Oberflächen diejenigen Strahlen in besonders hohem Betrag aussendet, für welche metallische Reflexion vorhanden ist. Die Menge der absorbirten Strahlung, von welcher nach Kirchhoff das Emissionsvermögen abhängt, ist nämlich hier trotz des hohen Werthes des Absorptionscoefficienten für experimentell verwendbare Schichtdicken relativ gering, da der grösste Theil der Strahlung *reflectirt* wird. Aus diesem Grunde zeigen auch



2. *Ueber die Spectren des Jod; von Heinrich Konen.*

(Auszug aus der Bonner Dissertation, October 1897.)

Die Spectren des Jod sind vielfach untersucht worden. Ueber Emissionsspectra stellten Beobachtungen an: Plücker[1]), Plücker und Hittorf[2]), Salet[3]), Ciamician[4]), Goldstein[5]), Ebert[6]), Trowbridge und Richards[7]), de Gramont[8]), Wüllner[9]), A. Mitscherlich[10]), Lommel[11]); über das Absorptionsspectrum seit 1883[12]), Morghen[13]), Hasselberg[14]), Ebert[15]), J. J. Thomson[16.17]).

1) Plücker, Pogg. Ann. **105.** p. 83. 1858; **107.** p. 638. 1859.

2) Plücker u. Hittorf, Phil. Trans. **155.** p. 1. 1865.

3) Salet, Ann. de chim. (4) **28.** p. 29. 1872; Compt. rend. **75.** p. 1249. 1872; **75.** p. 76. 1872; Traité élémen. de spectroscopie **1.** p. 172. Paris 1888.

4) Ciamician, Sitzungsber. d. k. Gesellsch. d. Wissensch. zu Wien **76.** p. 499. 1877; **77.** (2) p. 839. 1878; **78.** (2) p. 867. 1878.

5) Goldstein, Verhandl. d. physik. Gesellsch. zu Berlin Nr. 5. p. 38. 1886; Beibl. **14.** p. 616. 1890.

6) Ebert, Wied. Ann. **53.** p. 157. 1894.

7) Trowbridge u. Richards, Phil. Mag. **43.** p. 138. 1897.

8) De Gramont, Ann. de chim. (7) **10.** 1897.

9) Wüllner, Pogg. Ann. **120.** p. 158. 1863; Lehrbuch 4. Aufl. **2.** p. 292.

10) A. Mitscherlich, Pogg. Ann. **121.** p. 474, 485, 488. 1864.

11) Lommel, Wied. Ann. **19.** p. 356. 1883.

12) Bis 1883 bei Kayser, Lehrb. d. Spectralanalyse p. 282. Berlin 1883.

13) Morghen, Mem. della Soc. d. Spettrosc. Ital. **13.** p. 127. 1884; Atti d. R. Accad. d. Lincei a. 281, (3) **8.** p. 1. 1883—1884.

14) Hasselberg, Mém. d. l'acad. imp. des sc. de St. Pétersbourg (7) **36.** Nr. 17. 1889; Rep. of the Br. Assoc. p. 234. 1890.

15) Ebert, Sitzungsber. d. phys.-med. Soc. Erlangen 1889.

16) Thomson, Proc. Roy. Soc. **42.** p. 343. 1887. Dagegen Perman, l. c. **48.** p. 45. 1891.

17) Bezüglich der Kritik sowie der Einzelheiten der Literatur erlaube ich mir ebenso wie für weiteres Detail der Arbeit auf die Dissertation zu verweisen.

Mit Ausnahme der grossen Messung des Absorptionsspectrums durch Hasselberg liegen jedoch — wie bei allen Haloiden — genauere Messungen nicht vor, da alle, ausser dem letztgenannten, nur mit schwachen spectroscopischen Hülfsmitteln arbeiteten und mit dem Auge beobachteten; so kommt es, dass alle Emissionsspectra jenseits 4643 bis jetzt gänzlich unbekannt sind.

Einen Beitrag zur Abhülfe dieses Mangels zu liefern, ist daher in erster Linie der Zweck dieser Mittheilung.

Da ferner eine genauere Kenntniss der spectralen Eigenschaften des Jod nicht wohl möglich erscheint, ohne die vielfach voneinander abweichenden und lückenhaften älteren Beobachtungen einer genauen Nachprüfung zu unterziehen, wurden sämmtliche Spectra des Jod, auch im sichtbaren Theil aufs neue untersucht.

Besonderes Augenmerk wurde darauf gerichtet: 1. möglichst alle Abarten der Jodspectren zu erhalten und voneinander zu trennen, 2. die Erzeugungsbedingungen (Druck, Dichte etc.) jedesmal zu fixiren und ihren Einfluss auf das Spectrum festzustellen — besonders wurde der Einfluss der Dissociation des Joddampfes zu ermitteln gesucht —, 3. wo es irgend möglich, Messungen anzustellen.

§ 1. *Vorkommen der Jodspectra.* An Spectren des Jod sind beobachtet worden:

1. In Vacuumröhren ein Linien- und ein Bandenspectrum; sie mögen mit *L* und *B* bezeichnet werden.

Ich habe versucht, auch durch andere Hülfsmittel als die aufgezählten Jodspectren zu erhalten, jedoch ohne Erfolg. Namentlich war in der Bogenlampe nur Fl_2 oder G zu erzielen; in Funken, welche auf Lösungen schlugen, Fl_1. Es war nicht möglich, L anders als durch electrische Entladungen zu bekommen.

§ 2. *Anzahl, Beziehungen der Jodspectra.* Die aufgezählten früher beschriebenen Spectra sollen nun in folgender Beziehung stehen: $L = L'$, $B = Fl_2 = G$ A; über die Stellung von Flz zu den übrigen Spectren ist nichts ermittelt, Fl_1 soll nach Salet dem JH angehören, da sich solcher in der Flamme beim Vorhandensein von Fl_1 bildet.

Diese Angaben stützen sich jedoch nur im Falle $L = L'$ und $Fl_2 = A$ auf genauere Untersuchung und angenäherte Messung, und gegen $Fl_1 = f(\mathrm{JH})$ lässt sich der Einwand erheben, dass man Fl_1 auch in der CO-Flamme erhalten kann.

Ich glaube nun im Folgenden den Nachweis erbringen zu können:

1. dass B aus zwei wesentlich verschiedenen Theilen, B_R und B_V besteht,
2. dass $B_V \equiv A$, B_R A,
3. dass zwei Linienspectra L_I und L_II zu unterscheiden sind,
4. dass G A also $= Fl_2 = B_R$.

Dass Fl_2 A ist, kann ich bestätigen; ob Flz A ist, ist mir nicht gelungen, festzustellen; ebenso muss ich die Frage offen lassen, welchem Körper Fl_1 zugehört; ob $L' = L_\mathrm{I}$ oder L_II habe ich noch nicht untersucht. Ein Absorptionsspectrum des dissociirten Joddampfes oder ein L_I oder L_II entsprechendes Absorptionsspectrum habe ich nicht auffinden können.

Ueber den Einfluss der Erzeugungsumstände soll bei den einzelnen Spectren berichtet werden.

§ 3. *Spectroskopische Hülfsmittel.* Durch die Güte von Hrn. Kayser stand mir ein kleineres Rowland'sches Concavgitter von 20000 Linien pro Inch und einer Brennweite von 1 m zur Verfügung. Der rechte Winkel der Aufstellung wurde von einem schweren Eichentische getragen. Das Gitter ist in der ersten Ordnung am lichtstärksten, steht in dieser Hinsicht jedoch dem Gitter, welches Eder und Valenta benutzten,

immerhin bedeutend nach. Es wurde fast nur in der ersten Ordnung benutzt. Photographirt wurde auf Films. Bei sorgfältiger Behandlung erwiesen sich anderweitig hiergegen geäusserte Bedenken als unbegründet.[1]) In der ersten Ordnung hatte jeder Film eine Länge von 24 cm und reichte von etwa 2300—6000, auf den Millimeter kamen 16,72—16,77 A.-E. Als Vergleichsspectrum wurde unter den nöthigen Vorsichtsmaassregeln der Eisenfunke oder Linien des Bogenspectrums verwendet; der Eisenfunke wurde meist unmittelbar vorgesetzt, ohne dass das Spectrum zum Ausmessen zu schmal geworden wäre.[2]) Die Geisslerröhren wurden entweder gleichfalls vorgesetzt, wobei sorgfältig auf Ausfüllung des Gesichtsfeldes geachtet wurde, oder ihr Bild wurde durch eine Quarzlinse auf den Spalt projicirt. Bei Längsdurchsicht wurde dann Sorge getragen, dass die Gleichung

$$\operatorname{tg} \alpha_L \geqq \operatorname{tg} \alpha_K + \operatorname{tg} \alpha_G \text{ [3])}$$

erfüllt war, wo α_L die Winkelöffnung der benutzten Linse, α_K die der Capillare und α_G die des Gitters bedeutet.

In allen übrigen Fällen wurde stets das Bild der Lichtquelle auf den Spalt projicirt.

Ausser dem Concavgitter stand mir noch ein Rowland'sches Plangitter mit 14438 Linien pro Inch zur Verfügung, das auf einem Krüss'schen Spectrometer aufgestellt war.

Durch die gütige Erlaubniss von Hrn. Prof. Kayser, für welche ich ihm auch an dieser Stelle meinen herzlichsten Dank

die Schilderung verweisen, welche Kayser von den Schwierigkeiten giebt, mit denen selbst er zu kämpfen hatte.[1])

Da in den meisten Fällen mindestens $^3/_4$ Stunde Expositionszeit nöthig war, wurde nach einer Reihe ausnahmslos missglückter Versuche ausschliesslich Nachts photographirt, wobei sich die Zeit von 12 bis 5 Uhr als verhältnissmässig am günstigsten erwies. Auch dann missrieth jedoch noch ein grosser Theil der Photographien infolge von Erschütterungen.

§ 4. *B_R und B_V.*

I. B_R und B_V, L_I und L_{II} werden in Vacuumröhren beim Durchgang von Entladungen, B_R und B_V auch im Hochfrequenzfeld beobachtet. Nach mannichfachen Versuchen erwies sich die in Fig. 1 angedeutete Form der Röhren als die zweckmässigste. Für das Ultraviolett wurde bei a eine grössere Glasmenge gesammelt, dann abgeschliffen und eine Quarz-

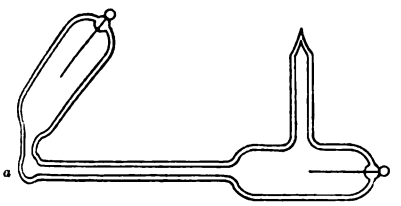


Fig. 1.

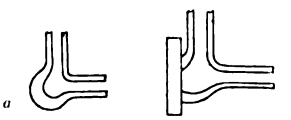


Fig. 2.

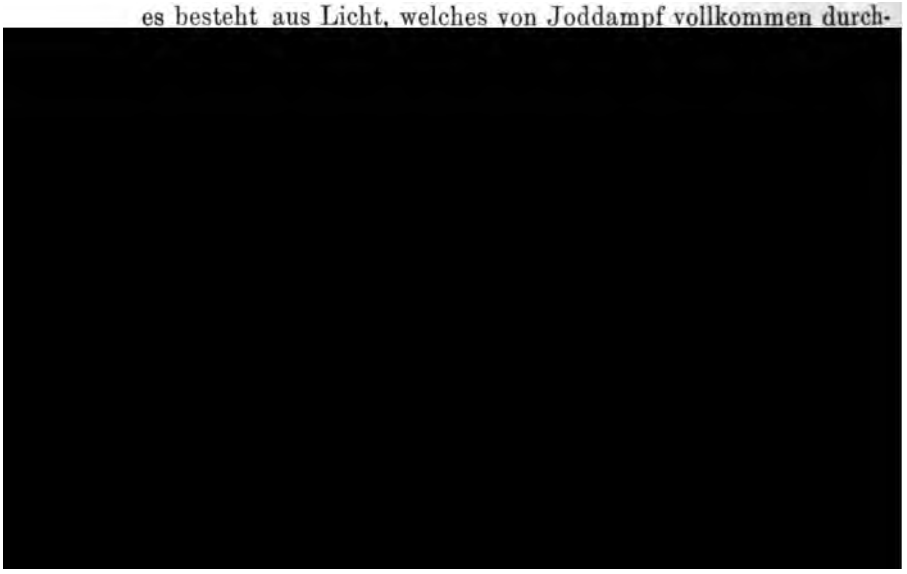
platte aufgekittet (Fig. 2). Die Electroden waren aus Platin, da Aluminium — entgegen den Angaben Salet's — stark angegriffen wurde. Allein auch der Platindraht, sowie das Glas selbst werden bei länger dauernder Entladung von J angegriffen[2]), sodass sich ein fester Wandbelag bildet. Röhren mit wenig Jod verloren allmählich ihre Leitungsfähigkeit. Dieselbe liess sich durch starkes Erhitzen wiederherstellen, wenn auch in immer schwächerem Maasse. Bei Versuchen mit electrodenlosen Röhren — in denen man nur schwer das Linienspectrum erhält — konnte ich keinen Unterschied gegen Röhren mit Pt-Electroden bemerken und benutzte daher der Lichtstärke wegen meist die letzteren. Gefüllt wurden die

1) Kayser, Sitzungsber. der k. Akad. der Wissensch. zu Berlin p. 551. 1896.

2) Vgl. Plücker, Note 1 p. 257; Lüdeking, Chem. News 61. p. 1. 1890.

Röhren mit käuflichem „chemisch reinem“ Jod. Es machte nichts aus, wenn ich es selbst weiter zu reinigen suchte. Auch nach den Messungen lässt sich nicht entscheiden, ob es noch spectroskopisch bemerkbare Beimengungen enthielt. Anfangs stellte ich die Röhren her, wie Ebert und Goldstein, indem ich kleine Glaskügelchen mit Jod füllte und sie durch beigefügte Glasstücke in der evacuirten Röhre zertrümmerte. Es zeigte sich jedoch, dass man mit directem Einfüllen des Jod ebensogut zum Ziele kommt, wenn man nur die Röhre vorher sorgfältig behandelt und zwischen sie und die Pumpe ein mit KHO oder NaHO gefülltes Absorptionsrohr einschaltet. Auf die Menge des Jod kommt es nicht an, wenn nur die Ansatzstücke der Röhre gross genug bleiben. Für ganz geringe Dichten wurde das Ansatzrohr ausgezogen, das Jod hinein sublimirt und dann abgeschmolzen, während schwache Entladungen durch das Rohr gingen. So hergestellte Röhren sind aber viel lichtschwächer und halten nur kurze Zeit.

II. Bei weitem Rohr und geringer Stromstärke erhält man ohne Condensator das zuerst von Salet beschriebene Bandenspectrum, freilich zugleich mit den stärksten Linien des Linienspectrums. Das Bandenspectrum besteht aus zwei Theilen, B_R und B_V. B_R besteht aus Banden und entspricht in seiner Lage dem Absorptionsspectrum; es erstreckt sich vom Grün je nach den Umständen mehr oder weniger weit ins Roth. B_V reicht von 4790 bis ins äusserste Ultraviolett, es besteht aus Licht, welches von Joddampf vollkommen durch-



günstigsten war, wirkte wie Steigerung der Stromstärke. Für diese letztere gab es gleichfalls ein, wenn auch weniger scharf definirtes Optimum. Beide Optima waren keine absoluten, sondern wechselten von Rohr zu Rohr und von einem Inductorium zum andern.

B_V verhält sich in mancher Hinsicht entgegengesetzt wie B_R. B_V besteht aus einem verhältnissmässig lichtstarken continuirlichen Bande mit mehreren ganz diffusen Maximis. Die Intensität dieses Theiles nimmt mit steigender Spannung sowie besonders in engen Röhren bedeutend zu, sodass die Röhre, die sonst eine graue, beim deutlichen Vorhandensein von B_R grauröthliche Färbung zeigt, nun ein ziemlich intensives bläuliches Licht aussendet. In diesem Falle ist von B_R nichts mehr zu bemerken. Wird auch für den blauen Theil das Optimum überschritten, indem man die Capillare sehr eng nimmt oder die Stromstärke bedeutend steigert, so verblasst allmählich auch B_V und es tritt erst im Grün und Roth — sobald B_R hier verschwindet — dann im Blau und Violett L immer stärker hervor und zuletzt bleibt nur noch ein Rest der diffusen Bande bei 3300, der nun aber einen regelmässigen Bestandtheil der Linienspectra bildet.

Durch Steigerung der Dichte bez. durch Erwärmen der Röhre kann man leicht B_R zum Verschwinden bringen, nicht jedoch B_V. Einschaltung von Condensatoren zerstört sofort B_R, B_V bis auf die Bande bei 3300.

III. Die Lichtschwäche und Unbeständigkeit von B_R bietet bei seiner Untersuchung eine besondere Schwierigkeit. Auch unter den günstigsten Bedingungen scheinen bei starker Auflösung die gleichzeitig vorhandenen Linien fast auf völlig dunklem Grunde zu stehen. Häufige Versuche zeigten jedoch die Möglichkeit, B_R mit dem kleinen Concavgitter in etwa 48 Stunden zu photographiren. Selbstverständlich ist jedoch das Gelingen einer Photographie mit solcher Expositionszeit bei der Lage des Bonner Institutes ausgeschlossen. Das gleiche gilt für das benutzte Plangitter.

Mit einem, aus einem Spectroskop à vision directe und einer Camera zusammengestellten Apparat gelang es $B_R + B_V$ in 8—9 Stunden aufzunehmen. Die so erzielten Bilder haben bei mässiger Schärfe von 5700—3000 jedoch nur eine Länge

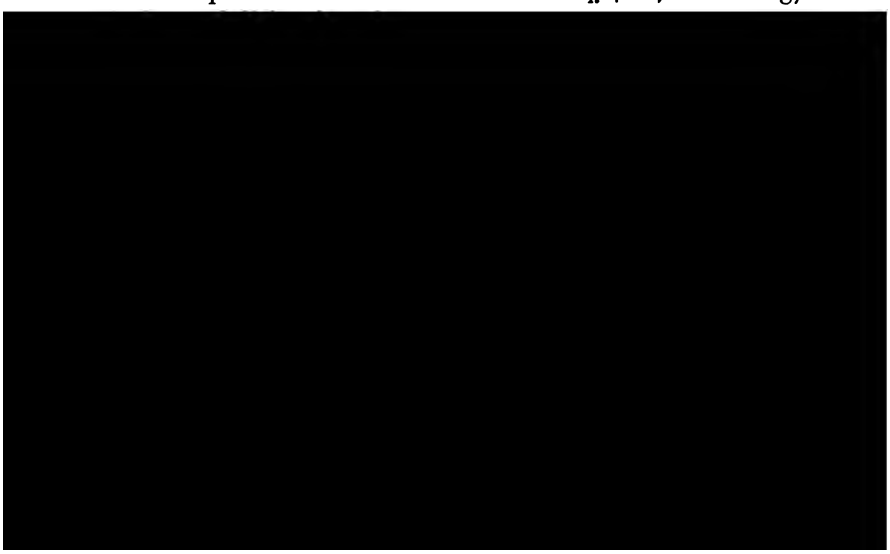
von etwa 2,8 cm und sind daher zu Messungen nicht zu gebrauchen.

Die Unbeständigkeit von B_R zeigt sich in der Weise, dass, auch wenn Unterbrechungszahl, Stromstärke etc. günstig regulirt sind, die Röhre nur kurze Zeit B_R zeigt. Unter dem Einfluss der Entladungen treten bald Veränderungen ein, sodass B_R verblasst und die gleichzeitig vorhandenen Linien an Glanz zunehmen, während B_V sich verstärkt. Unterbricht man den Strom für einige Minuten, so kann das Spiel von neuem beginnen.

Dieses Verschwinden von B_R scheint mir bei einem Element, wie Jod, nicht ohne Interesse. Bei der bekannten Dissociirbarkeit des Jod und in Rücksicht darauf, dass $B_R \equiv A$, liegt es nahe, an eine Dissociation des Joddampfes durch die Entladungen zu denken und B_R den gewöhnlichen Molecülen des Joddampfes, B_V denjenigen des dissociirten Dampfes zuzuschreiben.

Ich habe daher den Einfluss von Dichte, Temperatur und Entladung geprüft und bin zur Ueberzeugung gelangt, dass man eine Aenderung dieser drei Factoren nicht zur Erklärung heranziehen kann. Eine Drucksteigerung beim Verschwinden von B_V konnte ich indess nicht nachweisen. Der Erklärung von Trowbridge und Richards (7) kann ich mich nicht anschliessen.

Die in Rede stehende Unbeständigkeit von B_R fehlt im Hochfrequenzfelde. Man erhält hier $B_R + B_V$ beständig, aber



Apparat hergestellt, wie die Photographien von *B*. Es wurde Sonnenlicht verwendet; die Expositionszeit betrug 2′. Es zeigt sich umgekehrter Abfall der Banden, $B_R = A$, R_V ohne Aequivalent.

Die Messungen wurden mit dem Plangitter in der ersten Ordnung bei beginnender Auflösung der Banden angestellt. Die Wellenlängen sind angenähert bis auf etwa $\pm$ 1 A.-E. Zuweilen ist infolge der beginnenden Auflösung die Kante einer Bande schlecht zu sehen. Solche Banden sind nicht mit aufgezählt.

I. B_V (continuirlich) Maxima bei 3300, 4270, 4520, 4760. II. B_R.

Emission		Absorption (nach Hasselberg)	
Sichtbar sind Banden von etwa 5200 ab			Erste Bande bei 5093 (Thalén)
Kante	5505	5506,8	Kante
Linienartiges Maximum	5522	5521,8 5522,3	Dunkl. Absorptionsstreif + Linien
Kante	5533	5532,9	Kante
Linienartiges Maximum	5547	5546,07 5547,9	Dunkl. Absorptionsstreif + Linien
Kante	5559	5559,6	Kante
Linienartiges Maximum	5572	5572,5	Dunkler Streif (vgl. Abb. bei Hasselberg)
Die starken Linien			
5598,73		5599,1	Kante
5613,15		5626,5	„
5625,86			
verhindern die Messung der nächsten Kanten			
Kante	5655	5654,7	„
Von hier ab hindern wieder Linien, besonders			
5691,00		5684,5	„
5710,72		5714,9	„
5738,70		5745,9	„
5775,11		5778,3	„
Es beginnt bei 5810 etwa		5811,7	„
theilweise Auflösung; von		5845,7	„
5655—5881 sind 7 Banden zu zählen			

Emission		Absorption (nach Hasselberg)	
Linienartiges Maximum	5817	5817 5818	Dunkler Streif (vgl. Abb. bei Hasselberg)
Starke Linie aus der aufgelösten letzten Bande	5850	5849,9 5850,2 5850,5	Gruppe der stärksten Linien (vgl. Abb. bei Hasselberg)
Kante	5882	5881,2	Kante
„	5918	5917,8	„
Die nächste Kante wird durch eine Linie 5951 unmessbar		5955,0	„
Kante	5982	5992,3	„
„	6031	6030,99	„
„	6112	6111,3	„
„	6150	6149,1	„
„	6191	6191,0	„
Die Banden lassen sich bis 6450 etwa verfolgen			

Nach Salet's Methode hergestellte Jodröhren — electrodenlose Röhren, Vertreiben der Luft durch verdampfendes Jod — geben das gleiche Resultat, es ist somit die Mitwirkung einer Verbindung ausgeschlossen.

§ 5. L_{I} *und* L_{II}. In sehr engen Röhren erhält man ohne Condensator, in weiteren mit Condensator die Linienspectra. Es ist beim Bandenspectrum schon erwähnt worden, wie dieses bei gesteigerter Entladung allmählich von dem Linienspectrum verdrängt wird. Zuerst sind nur die Linien bis zum Beginn

Die Expositionszeit betrug im Grün und Blau nicht unter $^3/_4$ Stunden, in den übrigen Theilen des Spectrums die doppelte Zeit und mehr. Die Photographien zur Berechnung der Linien im Grün wurden mit Röhren geringer Dichte hergestellt. Eine Reihe stärkerer Jodlinien wurden als Normalen verwendet bei der Ausmessung von Photographien mit Jodlinien allein. Namentlich die Wellenlängen der schwächsten Linien sind so ermittelt; sie sind in der folgenden Tabelle besonders gekennzeichnet.

Während im sichtbaren Theil des Spectrums alle Photographien nahezu übereinstimmen, zeigen sich im Violett und Ultraviolett bedeutende Unterschiede. Man findet zwei Arten von Spectren, deren Unterschied wohl am besten aus der Tabelle hervorgeht. Ob diese beiden Spectra L_{I} und L_{II} Jodspectra sind, kann ich nicht mit Sicherheit feststellen, da ich für Verunreinigungen keine Anhaltspunkte habe und auch die Messungen selbst keine solche gewähren. Auch aus den Versuchsbedingungen kann ich keine Entscheidung treffen, da viele Röhren zwar beide Spectra je nach den Umständen gaben, die Mehrzahl jedoch das eine oder das andere, weitaus am häufigsten L_{II}.

Stellte sich bei L_{II} bei einer genügenden Anzahl von Messungen Uebereinstimmung mit einer Linie von L_{I} heraus, so wurde, wenn der directe Vergleich die Identität bestätigte, die Wellenlänge aus beiden Spectren ermittelt. Die Intensitäten sind von 1—6 gezählt und nur an Photographien abgeschätzt. Zur Berechnung wurden die Rowland'schen Eisenlinien benutzt, dazu eine noch nicht publicirte Messung desselben Spectrums von Hrn. Prof. Kayser, für deren Ueberlassung ich ihm zu grossem Danke verpflichtet bin.

In der folgenden Tabelle bedeutet A die Anzahl der Messungen, J die Intensität, *m. F.* den mittleren Fehler, N dass die Linie als Normale benuzt ist, λ dass die Wellenlänge aus beiden Spectren ermittelt ist; A giebt dann an, auf Grund wie vieler Messungen die Gleichsetzung erfolgte.

I. Linienspectrum.						II. Linienspectrum.					
λ	$\frac{1}{\lambda}$	A	J	$m.$ $F.$		λ	$\frac{1}{\lambda}$	A	J	$m.$ $F.$	
3030,53	3299,75	2	6	02							
3033,42	3296,61	2	6	02							
3038,56	3291,03	6	3	04	N						
3055,35	3272,95	6	3	04	N						
3064,11	3263,59	5	6	03	N						
3068,37	3259,09	5	6	07	u						
3069,47	3257,89	4	5	03							
3072,55	3254,63	3	6	06							
3073,65	3253,46	5	6	06							
3074,00	3253,09	5	6	06							
3078,00	3248,86	8	4	04							
3078,91	3247,90	6	3	04	N	3078,91	*	5	3		
3081,81	3244,85	6	3	03	N						
3083,00	3243,59	6	3	04	N						
3088,35	3237,97	6	6	04	N						
3090,11	3236,13	2	6	10							
3091,68	3234,49	5	3	03	N						
3102,69	3223,01	4	6	04		3102,69	*	3	6		
3103,84	3221,82	7	6	04							
3106,73	3218,82	2	6	05							
3113,27	3212,06	6	6	04							
3116,69	3208,53	5	5	03							
3117,85	3207,34	4	6	03							
3130,58	3194,30	3	6	08							

[redacted]

I. Linienspectrum.						II. Linienspectrum.				
λ	$\frac{1}{\lambda}$	A	J	$m.$ $F.$		λ	$\frac{1}{\lambda}$	A	J	$m.$ $F.$
3194,11	3130,76	6	2	03		3194,11	*	3	6	
3195,23	3129,67	3	6	20	unscharf	3199,96	3125,04	3	6	05
3200,56	3124,45	4	6	10	(u)					
						3209,71	3115,55	4	5	04
						3210,63	3114,65	2	6	06
3213,76	3111,62	6	6	02						
						3221,73	3103,92	2	6	05
3225,06	3100,72	7	5	04						
3230,06	3095,92	7	3	04		3230,06	*	3	6	
3230,59	3095,41	7	3	04						
3235,78	3090,44	6	5	05						
3239,36	3087,03	2	6	04		3238,86	3087,51	2	6	04
3244,41	3082,22	5	6	06		3244,41	*	3	6	
3253,95	3073,19	6	5	04						
3256,55	3070,73	7	4	02		3256,58	3070,71	4	3	02
						3260,82	3066,71	2	6	03
3266,91	3061,00	5	6	04						
3273,43	3054,90	4	6	07						
3273,77	3054,58	5	5	02						
3275,11	3053,33	6	1	04	N	3275,11	*	4	6	
						3276,60	3051,94	3	6	06
3288,44	3040,96	7	1	04	N	3288,44	*	5	6	
						3289,01	3040,43	5	4	01
3290,79	3038,78	3	6	01						
3295,88	3034,09	3	6	09	u					
3300,63	3029,72	6	F	04	F auffällig N schwank.					
						3302,55	3027,96	6	5	02
3303,17	3027,32	7	1	01	N	3303,17	*	4	6	
						3318,24	3013,65	3	6	05
3321,74	3010,47	7	6	05						
3323,65	3008,74	9	6	05	doppelt?					
						3326,58	3006,09	3	6	01
3342,63	2991,66	7	2	05	N	3341,40	2992,76	2	5	03
Bande, dunkler Hintergrund.						Bande; dunkl. Hintergr., stärker als unter 1				
3350,26	2984,84	7	2	01	N					
						3354,71	2980,88	2	5	03
						3355,79	2979,92	2	5	04
						3360,17	2976,04	3	6	01
3374,82	2963,12	5	6	04		3374,82	*	5	4	

I. Linienspectrum.						II. Linienspectrum.					
λ	$\frac{1}{\lambda}$	A	J	*m. F.*		λ	$\frac{1}{\lambda}$	A	J	*m. F.*	
3377,78	2960,52	3	6	10	u						
						3381,22	2957,42	4	5	03	
3382,02	2956,66	6	5	03							
3384,08	2955,01	2	6	01		3384,08	*	2	6		
						3401,61	2939,78	4	5	03	
3414,03	2929,08	7	3	03	N	3410,17	2932,41	3	6	01	
						3416,09	2927,32	3	6	04	
						3423,12	2921,31	2	6	01	
3425,09	2919,63	6	5	03	N	3425,09	*	6	2		
						3426,58	2918,36	4	5	01	
						3428,00	2917,15	2	6	06	
Hier endigt ungefähr der dunkle Streif.						Hier endigt ungefähr der dunkle Stre					
						3435,16	2911,07	4	4	05	
						3447,81	2900,39	4	6	06	
3461,16	2889,20	7	2	03	N						
3474,21	2878,35	2	6	03							
3481,97	2871,94	7	2	04	N						
3484,10	2870,18	4	6	04		3484,10	*	5	5		
3498,15	2858,65	8	2	04	N	3498,65	*	6	5		
						3499,22		2	6	10	
						3511,64	2847,67	3	6	04	
						3512,34	2847,09	4	5	01	
3512,82	2846,72	7	4	03	N						
3516,17	2844,00	6	5	04	N						

[redacted]

I. Linienspectrum.						II. Linienspectrum.					
λ	$\frac{1}{\lambda}$	A	J	*m. F.*		λ	$\frac{1}{\lambda}$	A	J	*m. F.*	
3600,48	2777,40	4	6	04	} ver-						
3600,71	2777,23	2	6	03	} waschen						
3600,88	2777,10	4	6	04	}						
3603,27	2775,26	3	6	08	u						
3607,76	2771,80	6	5	04	N						
3614,02	2767,00	9	5	02	N						
3616,10	2765,41	3	6	05		3616,10	*	3	3		
						3627,00	2757,10	3	6	03	
						3627,72	2756,55	3	6	04	
3638,01	2748,76	5	5	01	N						
						3651,05	2738,94	3	6	05	
3657,34	2734,23	4	5	03		3657,34	*	5	3		
3661,99	2730,77	9	4	02		3661,99	*	4	2		
3678,90	2718,20	5	6	10	u						
3686,79	2712,39	7	2	02	N	3686,79	*	3	6		
3688,48	2711,14	10	2	03	N	3688,48	*	3	6		
						3692,49	2708,20	3	6	04	
						3695,92	2705,69	2	6	01	
						3696,56	2705,22	3	6	03	
3702,29	2701,03	8	6	04	N						
						3709,70	2695,64	3	4	02	
3710,16	2695,30	2	6	01							
3711,66	2694,21	7	3	02	N						
3716,52	2690,69	2	6	05		3716,30	2690,85	3	5	04	
3725,02	2684,55	9	2	02	N	3725,02	*	3	6		
						3727,44	2682,81	2	6	0	
						3731,23	2680,08	3	6	06	
						3734,54	2677,71	3	5	06	
3742,03	2672,35	9	2	02	N						
						3742,38	2672,10	3	3	02	
3754,76	2663,29	9	4	01	N						
						3771,19	2651,68	3	4	01	
3774,04	2649,68	10	5	04	verbr.						
						3779,19	2646,07	3	4	01	
3779,54	2645,82	4	6	03		3779,54	*	3	6		
3781,81	2644,24	6	6	03		3781,81	*	4	5		
						3789,55	2638,84	2	6	10	u
						3793,72	2635,94	3	6	04	
3800,07	2631,53	8	4	03							

I. Linienspectrum.						II. Linienspectrum.					
λ	$\frac{1}{\lambda}$	A	J	$m.$ $F.$		λ	$\frac{1}{\lambda}$	A	J	$m.$ $F.$	
						3801,69	2630,41	4	6	05	u
3803,70	2629,02	6	5	03	N						
3808,38	2625,80	7	1	02	N	3808,36	"	6	4		
3821,62	2616,69	6	2	02	N	3821,62	"	5	5		
3833,82	2608,36	9	5	03		3833,97	2608,36	3	4	04	
3838,47	2650,20	9	5	03							
3841,21	2603,35	5	6	03		3841,21	"	3	6		
3843,17	2602,02	5	5	09	u	3843,17	"	6	4		
3851,04	2596,70	4	5	06		3851,04	"	5	4		
						3872,15	2582,53	3	6	08	u
3875,94	2580,02	6	4	02	N						
3877,40	2579,05	3	5	02		3877,40	"	3	4		
3893,19	2568,59	4	6	03		3893,19	"	6	3		
3897,51	2565,74	7	1	04		3897,51	"	4	4		
3901,33	2563,23	5	5	03		3901,33	"	3	5		
3905,95	2560,20	7	5	04							
3907,50	2559,18	5	5	06	u	3907,50	"	6	4		
3912,70	2555,78	9	4	02							
3615,35	2554,05	4	4	04		3915,35	"	4	4		
3924,34	2548,20	3	6	02							
3931,25	2543,72	6	1	02	N	3931,25	"	6	3		
						3937,37	"	6	3	02	
3937,93	2539,41	4	6	04							
3938,29	2539,14	7	4	02							

[redacted]

I. Linienspectrum.						II. Linienspectrum.					
λ	$\frac{1}{\lambda}$	A	J	*m. F.*		λ	$\frac{1}{\lambda}$	A	J	*m. F.*	
4049,96	2469,16	4	4	03							
4056,32	2465,29	5	5	01							
4070,87	2458,75	9	3	03	N						
4093,60	2442,84	5	5	05							
4103,07	2437,28	3	5	07	u	4103,22	2437,11	3	6	06	u
4108,39	2434,04	6	5	02	N						
4116,80	2429,06	4	6	04							
4120,15	2427,10	3	6	05							
						4120,46	2426,91	5	6	05	
4126,30	2423,48	3	6	03		2126,30	*	4	6		
4128,85	2421,98	8	1	03	N	4128,85	*	4	6		
4133,38	2419,33	6	3	05	N						
4136,45	2417,53	10	3	02							
4138,14	2416,54	4	6	02		4138,14	*	4	6		
4145,87	2412,04	7	5	04							
4170,57	2397,75	8	4	04	N						
4174,02	2395,77	6	5	04		4174,02	*	1	6		
4219,43	2370,00	6	5	04		4219,43	*	2	6		leicht verbr.
4221,24	2368,97	7	1	04	N						
					4215 Pl.						
4223,54	2367,68	10	4	04							
					4224,5 M.	4225,65	*	5	4		
4225,65	2366,50	7	4	04							
					422 S.						
4235,65	2360,91	11	3	04	N	4235,65	*	7	1		oft verbr.
						4240,81	2358,04	4	6	03	
						4251,65	2352,03	2	6	04	
4259,18	2347,87	8	3	06	u						
4260,32	2347,24	3	6	02							
4263,91	2345,27	6	3	03	N						
4271,75	2340,96	5	6	05							

Von hier ab stimmen die beiden Spectren überein, bis auf wenige Linien. Die sechste Columne giebt die Anzahl der Messungen des zweiten Spectrums; bei den früheren Messungen bedeutet G = Gramont, S = Salet (Traité de spectroscopie), Pl. u. H. = Plücker und Hittorf.

λ	$\frac{1}{\lambda}$	A	J	$m.$ $F.$	A_2		Pl. u. H.	S.	G.
4273,75	2339,87	2	6	10	fehlt	u			
4282,12	2335,29	6	3	01	4				
4288,32	2331,92	3	6	06	4				
4292,14	2329,84	7	3	04	5				
4296,51	2327,47	4	4	03	5				
4297,72	2326,82	3	6	14	fehlt	u			
4317,25	2316,29	2	6	10	2	u			
4322,92	2313,25	5	4	01	5				
4335,46	2306,56	3	6	06	fehlt				
4338,95	2304,90	4	5	04	fehlt				
4342,25	2302,95	9	2	03	5	verbr. s. leicht		4341	
4362,62	2292,20	8	3	04	5	N			
4376,34	2285,01	6	3	03	4				
4388,77	2278,54	4	6	07	2				
4394,83	2275,40	3	6	04	fehlt				
4399,15	2273,17	7	2	03	4	N verbr. s. leicht			
4403,72	2270,81	9	3	03	4			440	
4404,60	2270,35	2	6	04	fehlt				
4405,10	2270,10	4	6	10	fehlt	u			
4409,26	2267,95	9	1	02	4	N verbr. s. leicht		441	441
4412,62	2266,23	5	4	04	4				
4415,31	2264,85	3	6	03	fehlt				
4416,95	2264,01	7	3	03	4				
4417,47	2263,74	6	6	03	3				
4422,27	2261,28	4	5	05	3				

[redacted]

$\frac{1}{\lambda}$	A	J	$m.$ $F.$	A_2		Pl. u. H.	S.	G.
34,03	6	3	02	4				
31,59	8	6	05	fehlt				
28,32	4	6	04	fehlt				
27,76	6	5	03	4				
24,23	2	6	05	2				
24,10	2	6	02	fehlt				
22,29	4	6	05	3				
15,98	8	2	03	fehlt	N			
08,34	8	2	03	fehlt	N			
07,84	4	6	05	1?				
02,19	5	5	03	4				
00,58	8	3	04	4				
93,87	7	3	03	fehlt	N			
92,51	4	6	04	4				
87,38	2	6	01	3				
86,76	3	5	04	fehlt				
86,06	7	2	05	4	N			
84,92	9	3	04	4				
83,34	8	4	05	fehlt	N			
80,15	4	6	05	4				
78,08	6	4	05	4				
75,31	4	6	05	4				
73,89	5	3	03	4				
68.51	7	4	05	4				
63,51	11	3	02	4			462	4622
58,62	11	2	05	4	N verbr. s. leicht	4643	4634	4631
58,21	5	6	03	4				
57,49	7	4	04	fehlt	N			
54,64	9	4	04	4	N		4641,5	464
54,12	4	6	02	fehlt				
47,03	5	6	01	4				
44,03	3	6	05	fehlt				
43,23	3	6	10	fehlt	u			
42,78	7	1	04	4			4667	4668
42,13	3	6	08	2	u			
38,64	10	2	03	4	N verbr. s. leicht			
38,06	10	3	03	4	verbr. s. leicht		4676,5	4677

hier ab gilt von allen Linien, dass sie sich um so breitern, je stärker sie sind.

λ	$\frac{1}{\lambda}$	A	J	$m.$ $F.$	A_2		Pl. u. H.	S.	G
4708,44	2123,85	3	6	06	2	u			
4730,77	2113,82	5	5	04	4			4729	47
4764,11	2099,03	5	5	02	4			4763	47
4765,83	2098,27	3	6	07	3	u			
4768,50	2097,10	5	5	05	4				
4806,86	2080,36	3	3	02	3		4809	4803	48
							4832 } 1)		
							4838 }		
4808,41	2079,69	2	6	09	2	u	4853	485	
4850,67	2061,57	3	6	02	3		4853	485	48
							4886 } 1)	4865 1)	48
							4922 }	4975	
							4946		
4987,34	2046,10	3	6	03	3		4960 } 1)	5065	50
							4972		
5065,77	1974,03	2	5	05	3		4990		
5150,17	1941,68	2	6	02	3		u. s. f. bis		
5156,74	1939,21	5	6	04	3		5064		51
							5102		
							5107 } 1)		
							5138		
5161,36	1937,47	7	1	04	4	N	5150	5162	51
							5166		
5185,42	1928,48	6	5	03	3		5176 } 1)		
							5200		
5214,55	1917,71	2	6	02	3		5218	5215	5

[redacted]

	$\frac{1}{\lambda}$	A	J	$m.$ $F.$	A_2		Pl. u. H.	S.	G.
1	1850,00	6	1	05	2	N	5402	5403	5404
8	1849,37	5	3	03	2	N			
7	1844,29			10	?	u	5422		
)	1844,10			10	?	u			
7	1839,63	6	2	04	2	N		5433	5437
5	1838,03	8	3	04	2		5441		
3	1832,49	4	6	03	fehlt				
)	1829,96	7	1	04	2	N	5460	5461	5465
							5468[1])		
5	1824,96	4	5	02	2		5482		
7	1820,97	5	3	03	2	N			
)	1820,30	4	4	02	2				
)	1819,18	6	1	03	2	N	5494	5494	5495
5	1816,61	7	3	04	2	N	5499	5501	5507
							5511[1])		
)	1810,91	4	4	02	2		5540		5524
3	1801,91	3	6	08	2	u	5558		5553
2	1787,85	3	4	08	2	u		5596	5595
3	1786,12	7	4	03	2			5596	
3	1785,58	5	4	04	fehlt		5600		5601
7	1784,61	3	6	02	2		5607	561	
5	1781,53	4	4	04	2			561	5613
3	1777,51	7	1	05	2		5620	5624	5626
							5632[1])		
8	1771,92	3	6	06	2		5649		
9	1761,09	7	3	05	2		5683	5673	6677,5
)	1757,16	6	3	04	2		5696	5688	5691
4	1753,70	2	6	05	2		5705		
2	1751,09	6	2	03	2		5713	5711	5709
0	1742,55	5	3	04	2		5739	5738	5737,5
1	1742,28	4	3	03	2				
8	1735,81	2	5	05	2		5763	576	5760
1	1731,57	4	3	03	2		5777	5773	5774,5
7	1727,93	3	5	07	2		5790	579	5788

Der mittlere Fehler der Messungen beträgt durchschnitt-),04 A.-E. Ich habe mich durch Ausmessung von Metall-:en überzeugt, dass man in der zweiten Ordnung auch

[1]) Diese Linien habe ich nicht finden können.

die Hundertstel A.-E. erhalten kann. Leider verbot es sic
wegen der dadurch bedingten Verlängerung der Exposition
zeit, bei dem Jodspectrum die zweite Ordnung zu benutze

Im Ultraviolett reichen die Wellenlängenbestimmung
nur bis etwa 3030 in L_{I}, in L_{II}, dessen Intensität rasch
abnimmt, nur bis 3070. Es hat dies seinen Grund dari
dass die Röhren, welche mit Quarzplatten verkittet ware
der Einwirkung des Jod nicht lange genug widerstanden.

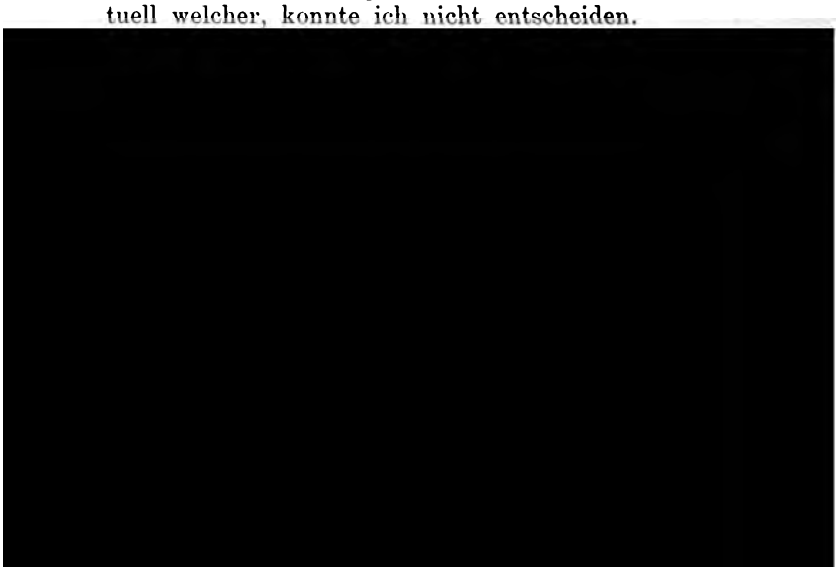
Mittlerweile ist es mir jedoch gelungen, den Uebelsta
zu beseitigen, und ich hoffe die Ergänzung in kürzester Fri
nachfolgen lassen zu können.

Gesetzmässigkeiten in L_{I} oder L_{II} zu finden, ist m
nicht geglückt.

§ 6. Fl_1, Fl_2 und Flz. Alle drei Spectra lassen sich n
in Intensitäten erhalten, welche eine photographische Aufnahn
und selbst eine Beobachtung bei starker Dispersion au
schliessen. Ich muss mich daher darauf beschränken, neb
der Bestätigung früherer Beobachtungen einige Punkte herv
zu heben.

Fl_{I} besteht in der That aus diffusen Banden bei 460
4710, 4850, 4960, 5000, 5130, 5310, 5520, 5850 (Salet).

Man erhält es ausser in der Wasserstoffflamme in Flamm
von Aether, Alkohol, Schwefelkohlenstoff und Kohlenoxy
ausserdem, wenn man Flaschenfunken auf Lösungen von J
schlagen lässt. Ob Fl_1 einer Jodverbindung angehört und eve
tuell welcher, konnte ich nicht entscheiden.



sehr dichtem Dampfe erhält. Zur Erklärung dieses scheinbaren Mangels von Banden kann man neben der Lichtschwäche von *Flz*, welche nur die Anwendung eines weiten Spaltes gestattet, den Einfluss der Absorption heranziehen, welcher dahin geht, den Intensitätsabfall an den Kanten, also ihre Sichtbarkeit zu verringern.[1])

§ 7. *G.* Auch *G* ist so lichtschwach, dass eine photographische Aufnahme nicht möglich war und nur Ocularbeobachtungen bei mässiger Dispersion angestellt werden konnten.

Es wurde eine gewogene Menge Jod in leergepumpte oder theilweise mit N, CO_2 oder Luft gefüllte Hartglaskugeln oder Cylinder von bekanntem Volumen gebracht. Die Verhältnisse waren so abgemessen, dass der Gesammtdruck im Innern des Gefässes bei der benutzten Temperatur gleich dem Atmosphärendruck war. Man konnte dann auch noch beobachten, wenn das Glas schon plastisch wurde.

Erhitzt wurden die Gefässe in einem Luftbad. Dasselbe bestand aus einem Asbestkasten mit zwei durch Glimmerplatten verschlossenen Durchsichtsöffnungen. Die Temperatur wurde mit einem Thermoelement gemessen.

Für höhere Temperaturen wurde ein aus zwei unglasirten Porzellanröhren bestehender Apparat verwendet, dessen Construction Fig. 3 andeutet. Die Enden der Röhren sind mit Glimmerplatten verschlossen. Bei *a* kann Jod eingeführt werden, *b* und *b'* sind Gebläse.

Endlich wurde *G* auch dadurch erhalten, dass eine Platinspirale innerhalb eines mit Joddampf gefüllten Rohres durch den Strom erhitzt wurde.

Das Leuchten des Joddampfes beginnt bei etwa 550°, um so stärker, je dichter der Dampf; dann freilich entsprechend der Absorption mit continuirlichem Lichte. Banden sind nur bei Dichten unterhalb ungefähr 1,4 (bez. auf Luft) zu bemerken und, da dann die Intensität von *G* gering ist, sehr schwer zu sehen.

Steigert man die Temperatur des Dampfes, so nimmt *G* zuerst etwas an Intensität zu, wird dann constant und nimmt oberhalb 700° sehr merklich ab. Mit den erwähnten geschlossenen Apparaten kommt man nicht weit über 800° heraus,

1) Lommel, Pogg. Ann. **160.** p. 75. 1877.

da die Dichtungen dann nicht mehr halten und das Jod ausserordentlich rasch herausdiffundirt.

Mit der Platinspirale lässt sich G noch erheblich weiter verfolgen. Es kommt hier allerdings die Absorption des kühleren peripherischen Joddampfes, sowie vielleicht Reactionen zwischen dem Pt und J als mögliche Complicationen in Betracht. Dennoch ergiebt sich auch bei ihrer Berücksichtigung unzweideutig ein Nachlassen der Emission.

Mit der Veränderung der Intensität von G sowie mit dem Wechsel im Aussehen von G geht die Veränderung von A vollkommen parallel. Der glühende Joddampf zeigt das Bandenabsorptionsspectrum bez. das continuirliche Absorptionsspectrum, deren Intensität mit Steigerung der Temperatur abnimmt.

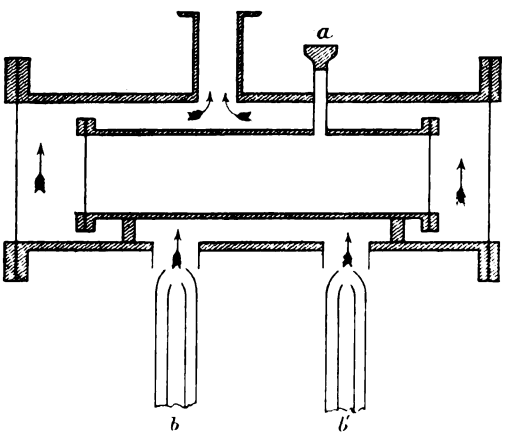


Fig. 3.

Weder G noch A habe ich gänzlich zum Verschwinden bringen können.

G bietet insofern ein besonderes Interesse, als es eines der wenigen Beispiele von Spectren ist, die man durch blosses Erhitzen eines Gases im Bereich der sichtbaren Wellenlängen erhalten kann. Es ist daher auch in den Erörterungen, welche an die bekannte Pringsheim'sche Arbeit über das Kirchhoff'sche Gesetz anknüpften, von Ebert, Kayser und später Smithels als Argument gegen Pringsheim verwendet worden. Hiergegen machten jedoch Ebert und dann Pringsheim geltend, dass man die bei gesteigerter Temperatur eintretende Dissociation des Jods zur Erklärung heranziehen könne.[1])

1) Da Pringsheim seine Sätze ausdrücklich auf Linienspectra eingeschränkt hat (Wied. Ann. 51. p. 441. 1894), kommt G für die Frage nicht mehr in Betracht (vgl. Paschen, Wied. Ann. 52. p. 228. 1894).

Nach dem oben Ausgeführten kann ich mich einer solchen Erklärung nicht anschliessen und muss vielmehr *G* doch für echte Temperaturemission halten. Denn da man *G* continuirlich erhält, kann es nicht durch einen einmaligen Dissociationsvorgang bei einer bestimmten Temperatur hervorgerufen werden. Soll aber das Leuchten durch die beständige Trennung und Wiedervereinigung gleichvieler Molecüle erzeugt werden, so müsste seine Intensität der Zahl der Trennungen proportional sein, also mit ihr ein Maximum erreichen, wenn der Dampf zur Hälfte dissociirt wäre. Das Nachlassen der Emission beginnt aber weit unter dieser Grenze und deutet vielmehr darauf hin, dass die nämlichen unzersetzten Molecüle, welche *A* geben, auch *G* liefern; mit ihrer Zahl nimmt dann *G* ab.

§ 8. *A.* I. Für *A* liegt die ausführliche, allerdings leider an den Potsdamer Katalog angeschlossene Messung von Hasselberg vor[1]). Es wurde daher von einer nochmaligen Messung abgesehen und nur der Einfluss von Druck, Dichte, Dicke und Temperatur des absorbirenden Gases untersucht. Hasselberg giebt in dieser Hinsicht[2]) nur eine kurze, allerdings vortreffliche Schilderung des Einflusses von Dicke und Dichte im allgemeinen. Morghen[3]) maass unter Anwendung mässiger Dispersion das Spectrum bei den Dichten 0,08; 0,24; 0,16 und bei verschiedenen Temperaturen unterhalb 300°. Die Temperatur war ohne Einfluss. Dagegen sollten mit steigender Dichte Verschiebungen bez. Verbreiterungen der einzelnen Banden bis zu mehreren A.-E. eintreten. Die Versuche von Lockyer[4]) beziehen sich nur auf erhöhte Temperatur und erscheinen nicht einwandfrei.

II. Als Absorptionsgefässe wurden Glaskugeln oder weite

1) Hasselberg, Mém. d. l'acad. imp. des sc. de St. Pétersbourg. (7) **36.** p. 17. 1889. Rep. of the Assoc. p. 234. 1890.

2) l. c. p. 8.

3) Morghen, Mem. della Soc. d. Spettrosc. Ital. **13.** p. 127 1884. Atti d. R. Accad. d. Lincei a. 281, (3) **8.** p. 1. 1881—1884.

4) Lockyer, Proc. Roy. Soc. **22.** p. 377. 1874); Compt. rend. **78.** p. 1790. 1874. Lockyer, und Roberts, Proc. Roy. Soc. **23.** p. 344. 1875. Lockyer, Studien etc. Leipzig 1879.

Röhren mit kugelförmigen Enden benutzt. In dieselben
nach einem Verfahren, ähnlich dem Ebert-Goldstein'
eine gewogene Menge Joddampf gebracht, nachdem
leergepumpt oder eine bekannte Menge Luft, CO_2 oder
gefüllt war: letzteres geschah bei Druckversuchen. Die
der Gasschicht schwankte zwischen 2, 5, 6, 12,5 und 2
die Dichte zwischen 0,065, 0,07, 0,23, 0,31, 0,54, 0,9,
1,72, 2,98 (bezogen auf Luft); der Gesammtdruck zwische
Bruchtheil eines Millimeters und circa 3,5 Atm. Zur Erwär
wurden benutzt ein Kupferkessel und die in § 7 beim
spectrum erwähnten Vorrichtungen. Der Kupferkessel
mit Wasser gefüllt, 55 cm lang und 30 cm breit und
die in Fig. 4 angedeutete Form. Die Kugel oder die
der Röhren wurden in Hülsen gesteckt, die bis zur
fläche des Kastens reichte
dort offen mündeten oder
Glasplatten verschlossen w
Die Zwischenräume zwi
Absorptionsgefäss und
wurden mit Sand ausg
Die benutzten Tempera
waren 65, 80, 100, 200,

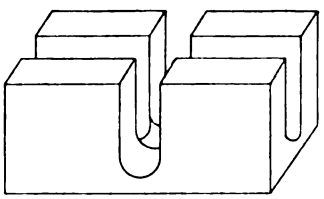
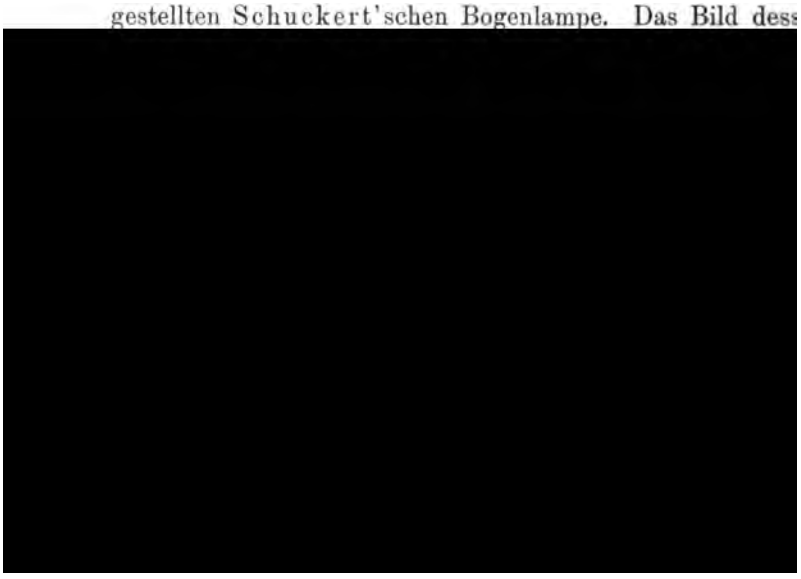


Fig. 4.

320, 350, 450, 500, 550, 650, 750, 800, (die letzten
dem Apparat Fig. 3).

Als Lichtquelle dient der positive Krater einer s
gestellten Schuckert'schen Bogenlampe. Das Bild dess



theilweiser Auflösung; breitere Linien werden dann in mehrere zerlegt. Man kann sich dadurch helfen, dass man nach der Exposition beider Spectren eine Zeit lang den Bogen allein wirken lässt; an den ausserhalb des Absorptionsspectrums fallenden Theilen der Linien lässt sich dann controliren, ob die Aufstellung ungeändert geblieben ist.

III. Das Aussehen des Spectrums wechselt ausserordentlich je nach der Dispersion, welche man anwendet. Benutzt man das kleinere Gitter, so zeigen bei den geringsten Dichten nur die breiteren Banden im Roth deutliche Auflösung. Mit steigender Dichte wird diese scheinbar immer besser; man sieht die Banden auf den Photographien aus schwarzen Linien zusammengesetzt; dann bleiben nur vereinzelte Linien übrig und zuletzt verschwinden auch diese. Die Grenzen der Banden sind niemals so scharf wie z. B. die der Cyanbanden. Bei einer Dichte 2,98 und einer Dicke von 5 cm oder auch 2,5 cm ging nur jenseits 4216 Licht durch. Verringert man die Dichte, so erscheinen im äussersten Roth Banden, die sich allmählich nach dem brechbareren Ende hin entwickeln. Gleichzeitig rückt das Spectrum vom Blau aus in umgekehrter Richtung vor, sodass bei der Temperatur 300°, der Dicke 5 cm und der Dichte 0,065 nur zwischen 4790 und 4980 noch continuirliche Absorption bestand. Dieser Effect ist jedoch nicht genau messbar.

Der Einfluss der Temperatur ist bedeutend geringer und nicht sicher von dem des Druckes zu trennen. Die scheinbare Auflösung der Banden verstärkt sich; dann lässt die Absorption nach, über 500 rascher, später langsamer, indem sich der Streifen continuirlicher Absorption verkürzt.

Der Druck wirkte innerhalb der erwähnten Grenzen dahin, die scheinbare Auflösung ein wenig zu verstärken. Vergrössert man die Dicke der absorbirenden Gasschicht, so zeigen sich die gleichen Erscheinungen wie bei der Dichtesteigerung, indess nicht mit gleicher Stärke.

Von etwa 50 Aufnahmen wurden 20 ausgemessen, indem auf die Grenze zwischen Hell und Dunkel eingestellt wurde. Ich führe als Beispiel einen Auszug aus vier verschiedenen Messungen an. Die Zahlen sind durch zweimalige Ausmessung je einer Platte erhalten und daher, entsprechend dem anderen

Schichtdicke 5 cm.

Temp. 100 Dichte 0,23	Temp. 100 Dichte 0,54	Temp. 320 D. 0.54 [1])	Temp. 320 D. 1.43 [1])	Hasselberg	Intentität 1—4, 4 am stärksten	Correctur an den Normalen	Thalén	Co
				5410,40	(1)	0,0		
5410,45	5410,37	5410,30	5410,26	5410,75 5411,20	(3) Bande. Kante.	—0,10	5409,5	+
				5411,66	(3,4) dopp.	—0,07		
5433,36	5433,19	5433,16	5433,06	5432,68	(1)			
				5432,94	(1,2)	—0,10		
				5433,58	(2,3) Kante	—0,07	5432,0	+
			durch	5456,79	(1)			
5457,10	5457,08	5457,00	Normale	5457,13	(2,3) Kante	+0,10		
			überd.	5457,90	3 Bande sehr dunkel	+0,03	5455,5	+
				5481,38	(1)	0,0		
5481,48	5481,38	d. Linien überd.		5481,65	(2,3) Kante	—0,14	5480,0	+
				5482,11 5483,00	(3) Bande			
				5532,40	(2)			
5533,00	5532,95		5532,82	5532,85	(2) Kante von hierab	0,0	5531,5	+
				5533,20	(2) Hintergr. dunkel	—0,06		
5654,62	5654,60	5654,60	5654,54	5653,77	(1)			

[redacted]

Temp. 100 Dichte 0,23	Temp. 100 Dichte 0,54	Temp. 320 D. 0,54 [1]	Temp. 320 D. 1,43 [1]	Hasselberg	Intenstität 1—4, 4 am stärksten	Correctur an den Normalen	Thalén	Corr.
745,90	5745,94	5745,80	5745,70	5745,92	(3) dpp. Kante	0,0	5745,0	+1,0
				5777,93	(1)	0,0		
778,30	5778,25	5778,20	5778,00	5778,28	(3) Kante	—0,08	5776,5	+1,0
				5778,62	(3)			
				5811,33	(1)			
811,46	5811,50	5811,50	5011,28	5811,65	Kante (3)	—0,08		
				5811,91	(2)	0,0	5811,0	+0,9

und so fort.

Charakter von A, weniger genau als die bei L_{I} und L_{II} erhaltenen Zahlen. Die Abweichungen liegen grösstentheils innerhalb der Fehlergrenzen und erklären sich zudem durch die veränderte Einstellungsart gegenüber Hasselberg. Eine gewisse Regelmässigkeit macht sich jedoch darin bemerkbar, dass die Zahlen mit steigender Dichte etwas kleiner werden. Quantitativ verwendbare Veränderungen irgend welcher Art konnte ich bei mittlerer Dispersion nicht finden.

Ein völlig anderes Bild bietet sich bei Anwendung des grossen Gitters dar; die Banden sind vollkommen in Linien aufgelöst. Diese verbreitern sich, nach dem Roth zu in abnehmendem Maasse, wenn man die Dichte, die Dicke oder den Druck des absorbirenden Dampfes vermehrt; die Dichtesteigerung ist am wirksamsten. Gleichzeitig mit der Verbreiterung der Linien verstärkt sich die in jeder Bande nach der Kante hin verlaufende continuirliche Absorption; sie ist es, welche dem Spectrum vorzugsweise das kannelirte Aussehen verleiht. Bei geringen Dichten ist sie sehr schwach; da sie zugleich durch die starke Dispersion in höherem Grade geschwächt wird als die Linien, so sieht man wohl noch mit blossem Auge Banden auf den Photographien. Vergrössert man jedoch, um zu messen, so ist vielfach nicht festzustellen,

1) Es wurden hierbei andere Normalen benutzt.

wo sich die Kante befindet. Das bessert sich, wenn man z. B. die Dichte steigert; dann ändert sich jedoch an manchen Stellen das Aussehen des Spectrums vollkommen; die einzelnen Linien werden breit, fliessen zum Theil ineinander und hier und da entstehen Streifen, die zuweilen mehrere A.-E. breit sind. Es ist dann nicht mehr möglich, zwei unter verschiedenen Bedingungen hergestellte Spectra zu vergleichen und man ist auf verhältnissmässig wenige, günstig gelegene Linien beschränkt. Schon bei einer Dichte 0,15 sind manche Linien bis 0,6 A.-E. breit.

Es wurden an 4 Platten, welche unter verschiedenen Bedingungen hergestellt waren je, 400 Linien etwa gemessen und dann die günstig gelegenen verglichen.

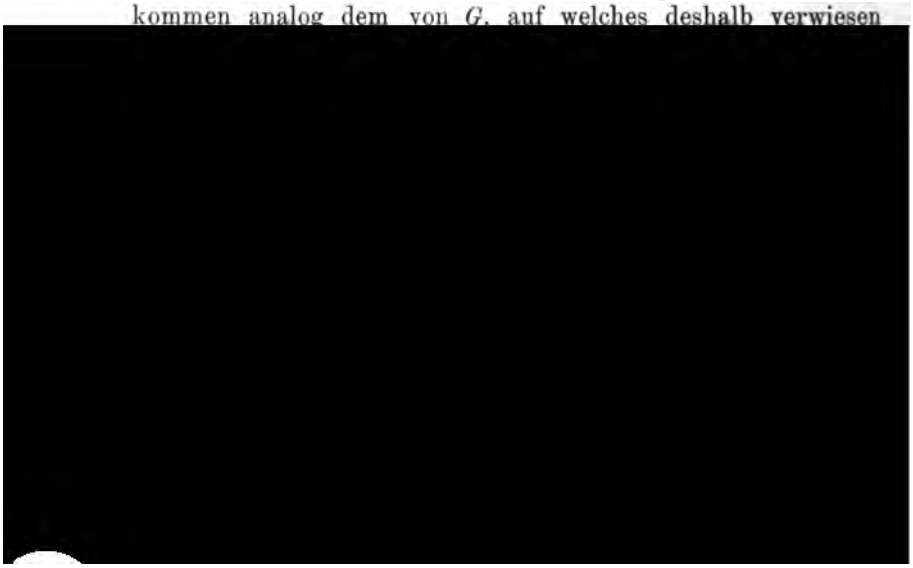
Die Verbreiterungen waren gleichmässige. Weder Druck noch Dichte, noch Temperatur brachten eine Verschiebung der Linien zu Stande.

Die Dichtevermehrung verbreitert die Linien am stärksten, demnächst die Steigerung der Dicke. In weitem Abstand folgen Druck und Temperatur.

Zahlenmässige Beziehungen zwischen Veränderung der Bedingungen und den Verbreiterungen wurden nicht gefunden.

Für eine eingehendere Untersuchung des Details war auch beim grossen Gitter die Auflösung in der ersten Ordnung noch nicht ausreichend.

Das Verhalten von *A* bei hohen Temperaturen ist vollkommen analog dem von *G*, auf welches deshalb verwiesen



3. *Ueber Ausbreitung von Flüssigkeiten und damit zusammenhängende Erscheinungen*[1]; *von J. Stark.*

In der vorliegenden Abhandlung wird zuerst eine Reihe von Versuchen über die verschiedenen Arten der Ausbreitung vorgeführt, sodann werden Bewegungserscheinungen beschrieben, die bei der Ausbreitung von Flüssigkeiten auftreten können.

Bezüglich der einschlägigen Literatur sei verwiesen auf eine Arbeit von G. Quincke[2]) und eine Abhandlung von O. Lehmann.[3])

Der Erklärung der im Folgenden behandelten Erscheinungen ist die von Segner[4]) und Th. Young[5]) eingeführte, in neuerer Zeit fast allgemein adoptirte Annahme einer contractilen Kraft in einer Flüssigkeitsoberfläche zu Grunde gelegt. $\alpha_{\iota o}$ bezeichne die Oberflächenspannung einer Flüssigkeit ι gegen Luft, $\alpha_{\iota n}$ oder $\alpha_{n\iota}$ sei die Oberflächenspannung in der Contactfläche einer Flüssigkeit ι und einer anderen n. α ist die in Gewichtsmilligrammen gemessene Spannung, welche auf eine Strecke der flüssigen Grenzfläche von der Breite eines Millimeters ausgeübt wird. Es sei $\alpha_{10} > \alpha_{20} > \alpha_{30}$.

Wie Quincke[6]) theoretisch und experimentell nachgewiesen hat, wird eine Flüssigkeit 2 auf der Oberfläche einer Flüssigkeit 1 ausgebreitet, wenn $\alpha_{10} > \alpha_{20} + \alpha_{21}$. Nach demselben Forscher wird eine Flüssigkeit 3 an der

---

1) Die vorliegende Untersuchung wurde im Laboratorium des Hrn. Prof. von Lommel im physik. Institut der Münchener Universität ausgeführt.

2) G. Quincke, Pogg. Ann. **134.** p. 356—357. 1868.

3) O. Lehmann, Wied. Ann. **56.** p. 771—774. 1895.

4) Segner, Comment. societ. reg. sc. Gott. **1.** p. 301—372. 1751.

5) Th. Young, Phil. trans. **1.** p. 65—87. 1805.

6) G. Quincke, Pogg. Ann. **139.** p. 1. 1870.

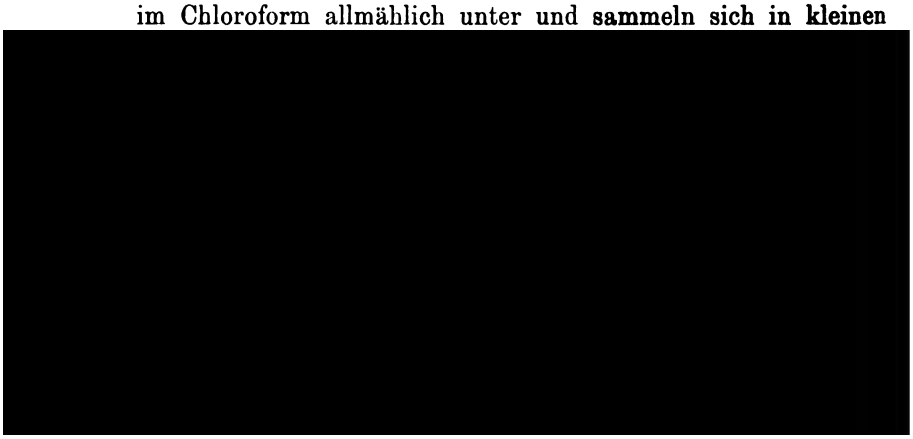
Contactfläche der Flüssigkeiten 1 und 2 ausgebreitet, wenn $\alpha_{12} > \alpha_{31} + \alpha_{32}$.

I. Die verschiedenen Arten von Ausbreitung.

Vorbemerkung. Bei den Versuchen, die im Folgenden beschrieben werden, wurde zumeist, um Strömungen in den Flüssigkeiten sichtbar zu machen, in ihnen Gasruss suspendirt. Um Russ in Wasser zu suspendiren, muss man ihn mehrmals in ihm unter Umrühren abkochen. Am besten geht er in Alkohol in feine Theilung. Bringt man einige Tropfen Alkohol, in dem Russ suspendirt ist, auf Wasser, so scheidet sich unter lebhafter Bewegung auf dessen Oberfläche ein feines, sehr leicht bewegliches Russhäutchen ab.

1. *Einfluss der Temperatur auf die Oberflächenspannung.* — Wie bereits experimentell und theoretisch nachgewiesen ist, wächst die Oberflächenspannung mit sinkender Temperatur und nimmt ab mit steigender. Eine Bestätigung dieser Thatsache enthält auch folgender Versuch.

Chloroform hat das specifische Gewicht 1,9, Russsubstanz nach einer vom Verfasser[1]) ausgeführten Bestimmung 2,1. Bringt man etwas Russ in Chloroform, das sich in einem Uhrglas befinden mag, und deckt dieses mit einer Glasplatte zu, damit kein Chloroform verdampfen kann, dann sinken die Russtheilchen wegen ihres grösseren specifischen Gewichtes im Chloroform allmählich unter und sammeln sich in kleinen



fallen, so zucken die Russtheilchen im beschatteten Gebiet und an dessen Rande fast momentan zusammen und drängen sich im Schatten dichter als in dem besonnten Theil der Oberfläche, sodass sie in dieser Vertheilung die Form des Schattens nachbilden und der „Russschatten" den optischen begleitet, falls dieser langsam weiterwandert. Zieht man den schattenwerfenden Gegenstand zurück, so weichen die Russtheilchen, die im Schatten lagen, wieder momentan auseinander.

Die drei beschriebenen Vorgänge, das Aufsteigen der Russtheilchen, ihr Auseinanderweichen an der Oberfläche und ihre Concentration im Schatten, sind nicht schwer zu erklären. Der Russ absorbirt von dem auffallenden Sonnenlicht mehr Wärme als das durchsichtige Chloroform. Er erwärmt daher sich und die ihn unmittelbar umgebende Flüssigkeit stärker, als es bei der übrigen Chloroformmenge der Fall ist. Das den Russ umgebende Chloroform wird daher leichter als das übrige und wird deshalb von diesem nach aufwärts gedrückt; und da der Russ specifisch nicht viel schwerer als Chloroform ist, so wird er von der aufsteigenden Strömung an die Oberfläche geführt. Da wo in dieser ein Russballen liegt, tritt aus dem angegebenen Grunde eine stärkere Erwärmung und damit eine Erniedrigung der Oberflächenspannung ein; infolgedessen zieht sich an der betreffenden Stelle die stärker gespannte Oberfläche zurück und reisst die schwächer gespannte und mit dieser den Russballen auseinander. Auf diese Weise vollzieht sich die Vertheilung des Russes in der Oberfläche. Wird ein Theil derselben beschattet, so geben die im Schatten liegenden Russtheilchen durch Strahlung und Leitung ihren Wärmeüberschuss gegenüber der Umgebung ab, ohne dass ihnen durch die Sonnenstrahlen neue Wärme zugeführt wird, während dies im besonnten Theile der Oberfläche der Fall ist. Man hat also in dieser eine kältere Partie mit höherer und eine an sie angeheftete wärmere mit niedrigerer Spannung. Die erste contrahirt sich, indem sie die zweite an sich zieht und die eingelagerten Russtheilchen mit sich nimmt, und bringt so deren Concentration hervor. Sowohl bei der beschriebenen Disgregation wie Concentration der Russtheilchen ist im gleichen Sinne wie die Oberflächenspannung die Schwere ver-

schieden stark erwärmter Partien des Chloroforms als E
wegungsursache thätig. Das Momentane in den gedacht
Vorgängen spricht jedoch dafür, dass die Wirkung der Ob
flächenspannung überwiegt.

Auf Grund der Abhängigkeit der Oberflächenspannung v
der Temperatur erklärt sich auch folgender schon bekannt
Versuch. Wird auf eine feste, glatte Unterlage ein Tropf
einer Flüssigkeit gelegt und an einem Punkte des Tropfenrand
die Unterlage oder der Tropfen erwärmt, dann weicht dies
von der erwärmten Stelle zurück, wie wenn er sich d
Wärme entziehen wollte. Z. B. ein Tropfen Stearin auf ein
warmen Messerspitze wandert von dieser, wenn sie in d
Kerzenflamme gehalten wird, weg nach den nächst gelegen
kälteren Stellen des Messers, selbst wenn er dabei in die Hö
steigen muss.

Nach dem Vorhergehenden ist ohne weiteres der Sa
verständlich: Herrschen an der Grenzfläche einer Flüssigk
Temperaturdifferenzen, so bewirkt die Oberflächenspannu
durch Ausbreitung in kurzer Zeit einen Ausgleich derselbe

Wird an einem Theil der Oberfläche einer Flüssigk
auf irgend eine Weise beständig Wärme zugeführt, soda
dauernd Temperaturdifferenzen in der Oberfläche vorhand
sind, dann entsteht an der Stelle mit höherer Temperat
eine stationäre centrifugale Strömung oder, wenn man will, ei
stationäre Ausbreitung von wärmerer Flüssigkeit durch kälte
Ein besonders interessantes Beispiel dieser Art, das d

um, dem Zug der Schwere und der saugenden Wirkung des Dochtes folgend, vom Boden der Vertiefung wieder nach dem Docht zurückzukehren. An der Oberfläche des flüssigen Stearins hat man demgemäss eine vom Docht weggerichtete, an seiner Grenzfläche gegen das noch feste Stearin eine auf ihn zugerichtete Strömung. Die beiden übereinander liegenden, entgegengesetzt gerichteten Strömungen kann man dadurch sichtbar machen, dass man dem flüssigen Stearin feine Russtheilchen beimischt, am besten, indem man ein Messer über der Kerzenflamme etwas berusst und dann die noch warme berusste Fläche rings am erhöhten Kerzenrande abstreift, sodass von diesem geschmolzenes, mit Russ beschicktes Stearin in die erwähnte Vertiefung niederfliesst. Dadurch, dass stark erwärmtes Stearin vom Docht beständig nach dem kälteren Kerzenrande gezogen wird, wird fortwährend nach diesem Wärme transportirt und so ein Beitrag zur Schmelzung des dort befindlichen festen Stearins geliefert. Es spielt also die Oberflächenspannung, abgesehen von der capillaren Saugwirkung des Dochtes, in dem Mechanismus der Kerze noch eine gewisse andere, nicht zu unterschätzende Rolle.

2. *Die Ausbreitung von mischbaren Flüssigkeiten.* — An einem Tropfen Olivenöl, der auf concentrirte Schwefelsäure gesetzt wird, beobachtet man folgendes. Der Tropfen wird langsam auseinander gezogen bis zum Rande des Gefässes, wo er sich um die Schwefelsäure herumstülpt. Gleichzeitig mischt sich die Oelschicht an ihrer unteren Fläche unter chemischer Zersetzung mit der Säure. Die beschriebene Bewegung dauert solange als unzersetztes Oel vorhanden ist.

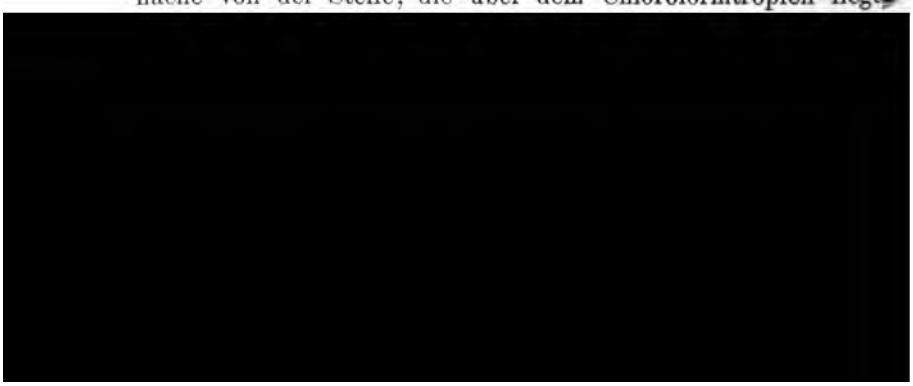
Der Vorgang erklärt sich leicht. Da an der Grenzfläche von Oel und Säure die Spannung von Null wohl nur wenig verschieden ist, so kommen für die Ausbreitung nur die Spannungen in der freien Oberfläche der Säure α_{10} und des Oels α_{20} in Betracht. In der Formel $\alpha_{10} > \alpha_{20} + \alpha_{21}$ ist für den gegebenen Fall $\alpha_{21} = 0$, sodass $\alpha_{10} > \alpha_{20}$ bleibt. Und da in der That die Spannung der Säure grösser ist als die des Oels, so wird dieses ausgebreitet.

Die gleiche Ueberlegung gilt von der Ausbreitung einer beliebigen Flüssigkeit auf der freien Oberfläche einer anderen höher gespannten, mit ihr unbeschränkt mischbaren, z. B. von

Alkohol auf Wasser. Ferner kann sie auf den im vorhergehenden Abschnitt behandelten Fall von Ausbreitung angewendet werden; man hat nur für die Spannung der kälteren Flüssigkeit die Bezeichnung α_{10}, für die der wärmeren α'_{10} zu wählen und zu beachten, dass $\alpha_{10} > \alpha'_{10}$ ist.

Lässt man aus einem Röhrchen mit capillarer Oeffnung ungefähr 5 mm unter der Oberfläche reinen Wassers Alkohol langsam ausströmen, so beobachtet man eine rings vom Röhrchen ausgehende stationäre Ausbreitung des Alkohols auf der Oberfläche des Wassers. Der ausströmende Alkohol steigt nämlich vermöge seines kleineren specifischen Gewichtes beständig empor, wird an der Oberfläche ausgebreitet und mischt sich dann mit dem Wasser, sodass der nachströmende Alkohol ebenfalls ausgebreitet werden kann.

Eine stationäre Ausbreitung von Alkohol (oder Aether) auf Wasser erhält man auch auf folgende Weise. An der Oberfläche eines etwa 0,5 bis 2 cm tief unter Wasser liegenden Chloroformtropfens lasse man Alkohol austreten. Unter lebhaften Bewegungen wird dieser ausgebreitet (vgl. p. 295 u. 299) und tritt zum Theil in das Wasser, zum Theil in den Chloroformtropfen, da er mit beiden Flüssigkeiten mischbar ist. Hat man nun durch Aufbringen eines Tropfens russhaltigen Alkohols auf der Wasserfläche ein Russhäutchen (vgl. Vorbem. p. 288) zur Abscheidung gebracht, so beobachtet man nach der obigen Operation, dass die Russtheilchen auf der Wasserfläche von der Stelle, die über dem Chloroformtropfen liegt,



Wasserfläche von einem diesen umgebenden niedriger gelegenen trennt. Auf jenem Theil, dem hervorragenden Plateau mit der centralen Spitze, sind mehr oder minder lebhafte centrifugale Strömungen wahrzunehmen. Die Erscheinung erklärt sich so. Nach dem Aufbringen von Alkohol auf die Grenzfläche von Wasser und Chloroform ist sowohl im Wasser wie im Chloroform, aber in beiden in verschiedener Concentration Alkohol enthalten. Durch Diffusion entzieht das Wasser dem Chloroform Alkohol. Die an der Oberfläche des Chloroformtropfens sich bildende Mischung aus Alkohol und Wasser steigt, weil sie specifisch leichter ist als die umgebende Flüssigkeit, an der Fläche des Tropfens nach dessen Kuppe empor und wird von da nach der Oberfläche des Wassers getrieben. Hier angelangt wird sie von der umgebenden stärker gespannten Wasserfläche sofort ausgebreitet. Die Bewegung dauert solange, als sich zwischen dem Alkoholgehalt des Chloroforms und Wassers kein Gleichgewichtszustand hergestellt hat. Benutzt man Schwefelkohlenstoff statt Chloroform, so tritt früher Ruhe ein. Der beschriebene Vorgang bietet, was hier gelegentlich bemerkt werden mag, ein instructives Beispiel zu folgendem Satze. Stehen zwei Flüssigkeiten, die miteinander nicht mischbar sind, in Berührung und ist in beiden die gleiche dritte Flüssigkeit, der gleiche feste Körper oder das gleiche Gas in Mischung bez. Lösung vorhanden, so findet durch die Grenzfläche der beiden Flüssigkeiten solange eine Diffusion des gemeinsamen Bestandtheiles statt, bis sich ein Gleichgewichtszustand im Concentrationsgehalt der beiden Flüssigkeiten hergestellt hat, der abhängig ist von ihrer molecularen Verwandtschaft zum gemeinsamen Bestandtheile, und bei einem Gas wahrscheinlich dann erreicht ist, wenn sich die von der Volumeneinheit der beiden Flüssigkeiten absorbirten Gasmengen wie die bezüglichen Absorptionscoefficienten verhalten.

Am Schlusse dieses Abschnittes mag noch der leicht verständliche Satz angeführt werden: Ist in der Oberfläche eines Flüssigkeitsgemisches oder einer Lösung an verschiedenen Stellen die Concentration verschieden gross, so erfolgt unter der Wirkung der oberflächlichen Spannungsdifferenzen in kurzer Zeit ein Ausgleich in der Concentration der Oberfläche.

3. *Die Ausbreitung von beschränkt mischbaren Flüssigkeiten* — Bei beschränkt oder nicht mischbaren Flüssigkeiten ist wie G. Quincke (l. c.) gezeigt hat, die Spannung in der gemeinsamen Grenzfläche von Null verschieden. In diesem Falle von Ausbreitung einer Flüssigkeit 2 auf einer anderen 1 gilt die Formel $\alpha_{10} > \alpha_{20} + \alpha_{21}$. Ein bekanntes Beispiel hierfür ist die Ausbreitung von Oel auf Wasser. Ferner gehört hierher die von P. du Bois-Reymond[1]) besonders eingehend beschriebene, unter Umständen stationäre Ausbreitung von Alkohol auf Oel. Wie leicht sich durch Ausbreitung zumeist unsichtbare Oel- oder Fetthäutchen auf Wasserflächen bilden lässt sich bequem mittels des Russhäutchens zeigen, das man erhält, wenn man einen russhaltigen Alkoholtropfen auf eine Wasserfläche bringt. Ist diese rein, so wird das Häutchen von den niedersinkenden Dämpfen eines darübergehaltenen Tropfen Alkohol leicht in Bewegung gesetzt. Berührt man aber nun mit dem Finger oder mit einem nicht einmal künstlich ein gefetteten Haar die Wasserfläche, so werden die Russtheilchen von der Berührungsstelle weggeschoben und bleiben dann fast unempfindlich gegen Alkoholdämpfe träge liegen.

4. *Die Wirkung von Dämpfen auf die Oberflächenspannung* — Die Einwirkung von Dämpfen auf die Oberflächenspannung ist auf die Ausbreitung einer Flüssigkeit 2 auf einer anderen zurückzuführen. Hält man einen Tropfen von einer flüchtigen Flüssigkeit 2 über die Oberfläche einer anderen 1 mit grösserer Oberflächenspannung und grösserer specifischer

Entfernung von 2 cm in eilige Flucht, die Dämpfe eines dicht über die Oberfläche gehaltenen Petroleumtropfens vermögen es noch in Bewegung zu setzen.

5. *Ausbreitung an der Contactfläche zweier Flüssigkeiten.* — Eine Flüssigkeit 3 in Tropfengrösse an die Contactfläche der oberflächlich höher gespannten Flüssigkeiten 1 und 2 gebracht, breitet sich aus, wenn $\alpha_{12} > \alpha_{31} + \alpha_{32}$. Ein Beispiel hierfür giebt folgender Versuch.

Die Oberflächenspannung von Alkohol mit hohem Procentgehalt ist kleiner als die von Petroleum und Wasser. Schichtet man auf Wasser Oel ungefähr 1 cm hoch und bringt man mittels eines Röhrchens, dessen eines Ende capillar ausgezogen ist, einen Tropfen Alkohol, in dem Russ suspendirt ist, an die Grenzfläche von Oel und Wasser, so wird der Alkoholtropfen mit grosser Heftigkeit ausgebreitet. Man erkennt das an den auftretenden Strömungen, noch besser an der Bewegung der Russtheilchen und an der Thatsache, dass sämmtliche Russtheilchen zu einem Häutchen angeordnet in der Contactfläche liegen bleiben. Es ist für diesen Fall in der Formel $\alpha_{12} > \alpha_{31} + \alpha_{32}$ die Spannung $\alpha_{31} = 0$. Ein Beispiel, in dem sowohl α_{31} wie α_{32} gleich Null ist, bietet die Ausbreitung von Alkohol oder Aether an der Grenzfläche von Chloroform und Wasser.

Tropfen von Petroleum, besonders von solchem, das längere Zeit an der Luft gestanden hat, sinken in specifisch leichterem Alkohol unter. An Russtheilchen, die im Oel suspendirt sind, erkennt man, dass bald an dieser, bald an jener Stelle der Contactfläche centrifugale Strömungen auftreten. Diese erklären sich so. An der Contactfläche von Oel und Alkohol bildet sich eine Mischung aus beiden; an manchen Stellen enthält diese mehr Alkohol als in der Umgebung und wird daher von der umliegenden stärker gespannten Oberfläche ausgebreitet.

Chloroformtropfen in Wasser zeigen an ihrer Oberfläche keine Ausbreitbewegungen. Dies kommt daher, dass sich beide Flüssigkeiten so gut wie gar nicht miteinander mischen. Setzt man aber dem Chloroform etwas Alkohol zu, dann treten aus leicht ersichtlichen Gründen jene Ausbreitbewegungen auf.

6. *Drei Versuche über Oberflächenspannung.* — Am Schlusse dieses Abschnittes, in dem die Ausbreitung von Flüssigkeiten als Wirkung der Verschiedenheit der Oberflächenspannung verschiedener Flüssigkeiten behandelt wurde, mögen drei Versuche mitgetheilt werden, welche die Wirkung der Oberflächenspannung in verwandter Art zeigen.

Eine Kugel, etwa von Messing, die so präparirt ist, dass die eine Hälfte ihrer Oberfläche von Quecksilber benetzt wird, die andere nicht, stellt sich in Quecksilber, selbst wenn dafür gesorgt ist, dass ihr Schwerpunkt etwas nach der unbenetzten Seite hin liegt, immer so ein, dass ihre benetzte Seite nach unten zu liegen kommt. Wird sie zwangsweise so in das Quecksilber getaucht, dass der Grenzkreis zwischen der benetzten und unbenetzten Halbfläche vertical steht, und überlässt man sie dann sich selbst, so fällt sie immer nach der benetzten Seite. Wie leicht zu sehen ist, erklärt sich das Verhalten der Kugel ohne Schwierigkeit aus der Annahme einer Oberflächenspannung, welche die Grenzfläche einer Flüssigkeit auf ein Minimum zu reduciren trachtet.

Die Verschiedenheit der Oberflächenspannung von Wasser und Alkohol kann auf folgende Art demonstrirt werden. Eine Metallschale wird durch Einlöthung einer in der Mitte erhöhten Scheidewand in zwei Hälften getheilt. Bringt man in die eine derselben Wasser, in die andere Alkohol, so steigen an der Kante von Gefäss und Scheidewand unter der Wirkung der capillaren Krümmung die Flüssigkeiten empor; bei ge-

Grösse gleich $\alpha\,(1/R + 1/R')$ ist, wo R und R' die Hauptkrümmungsradien in dem betreffenden Punkt bezeichnen. Dieser Druck variirt demgemäss mit α. Dies wird in folgendem Versuche gezeigt. In ein horizontal gelegtes Röhrchen mit entsprechendem Durchmesser sei ein 0,5 bis 1 cm langer Cylinder einer Flüssigkeit gebracht, sodass dessen eine concave Endfläche nahezu an dem einen Ende der Röhre liegt. Wird nun auf diese concave Endfläche ein Tröpfchen einer Flüssigkeit mit niedrigerer Oberflächenspannung gebracht, so weicht der Flüssigkeitscylinder gegen das Innere der Röhre zurück, weil der Zug nach der nicht verunreinigten Endfläche stärker ist als nach der verunreinigten. Ein Cylinder aus Wasser weicht bereits vor Aetherdämpfen zurück; vor Petroleum zieht er sich erst schnell, dann mehrere Minuten lang sehr langsam zurück.

II. Ueber Erscheinungen, welche die Ausbreitung begleiten können.

Die nachfolgenden Mittheilungen machen nicht den Anspruch, den Gegenstand erschöpfend zu behandeln. Wer die hierher gehörigen Erscheinungen, soweit es möglich ist, in vollständiger Zahl kennen lernen will, der sei verwiesen auf eine grosse werthvolle Arbeit von G. Quincke[1]), welche ausführlich eine ganze Reihe von Erscheinungen der bezeichneten Art behandelt.

1. *Strömungen in der Oberfläche.* — Bei der Ausbreitung einer Flüssigkeit hat man im allgemeinen Fall zu unterscheiden zwischen einer ausbreitenden (α_{12}) und zwei ausgebreiteten (α_{31} und α_{32}) Flächen. Die erste wird verkleinert, die zwei letzten werden vergrössert. Die ausbreitende Fläche wird dabei, ähnlich wie die Auszüge bei einem Fernrohr, zusammengeschoben, indem die Theile, die dem Ausbreitcentrum näher liegen, unter die entfernteren geschoben werden. Damit ist angedeutet, dass die ausbreitende Fläche nicht in ihrer Gesammtheit in allen ihren Punkten mit gleicher Geschwindigkeit von dem Ausbreitcentrum zurückweicht und erst am Gefässrand sich zusammenschiebt, sondern dass die Geschwindig-

1) G. Quincke, Wied. Ann. **35.** p. 580—642. 1888.

keit, mit welcher die das Ausbreitcentrum umgebenden Ringe unter die entfernteren geschoben werden, vom Centrum nach aussen schnell abnimmt.

Infolge des molecularen Zusammenhanges, der zwischen benachbarten Theilchen oder Schichten einer Flüssigkeit besteht, werden von der obersten bei der Ausbreitung zurückgezogenen Schicht die zunächst unter ihr liegenden mit fortgerissen. Ist daher die Masse der Flüssigkeit, an deren Oberfläche eine Ausbreitung erfolgt, verhältnissmässig klein, so nimmt sie in allen ihren Theilen an der bezeichneten Bewegung theil. Bewirkt man z. B. an einem Tropfen eine Ausbreitung und sorgt dafür, dass diese nur in einer Richtung erfolgen kann, dann geräth der Tropfen mit der obersten Schicht in dieser Richtung in Rotation. Das ist z. B. bei einem unter Wasser liegenden Chloroform- oder Schwefelkohlenstofftropfen der Fall, wenn man Aether oder Alkohol am Rande des Tropfens aus einem capillar ausgezogenen Röhrchen treten lässt, indem man dieses mehr in der Richtung einer Tangente als einer Normale zur Tropfenfläche hält.

Die bei der Ausbreitung auftretenden Bewegungen fester Theilchen in der Oberfläche von Flüssigkeiten kommen dadurch zu Stande, dass die festen Theilchen von der zurückweichenden, stärker gespannten Oberfläche mit fortgeführt oder fortgezogen werden. Ist auf einer Seite eines in einer Ober-

dem Innern gerichtete Strömung. Mit dieser combinirt sich eine zweite, die im gleichen Sinne wirkt. Indem die ausgebreiteten Grenzflächen 31 und 32, die sowohl der Flüssigkeit 3 wie 1 bez. 2 angehören, ausgebreitet werden, nehmen ihre Theilchen in der Richtung der Ausbreitung Bewegung an, wie bereits erwähnt. Die ihnen gegen das Innere der Flüssigkeiten benachbarten Theilchen werden von ihnen mit fortgerissen. Es entsteht so längs der Ausbreitfläche erstens eine centrifugale Strömung. An die Stelle der centrifugal fortgeführten Theilchen rücken dann, mehr oder weniger senkrecht gegen die Ausbreitfläche strömend, andere weiter im Innern gelegene Theilchen; dadurch kommt zweitens eine zur Ausbreitfläche orthogonale Strömung zu Stande. Die Combination der einzeln aufgeführten Strömungen ergiebt in jeder Flüssigkeit, die an der Ausbreitfläche betheiligt ist, folgende Circulation oder Wirbelbewegung. Vom Innern der Flüssigkeiten strömen orthogonal gegen die Ausbreitfläche die unter oder über dieser liegenden Flüssigkeitstheilchen, an dieser oder in der Nähe derselben biegen sie um, laufen längs derselben fort und biegen in geringer Entfernung vom Rand der ausgebreiteten Fläche gegen das Innere zurück, um nach einer weiteren Wendung, horizontal laufend, zum Ausgangspunkt zurückzukehren.

Ist die Masse der Flüssigkeit, an deren Oberfläche eine Ausbreitung erfolgt, verhältnissmässig klein, dann nimmt die ganze Masse an der beschriebenen Wirbelbewegung theil. Man kann diesen Fall in schöner Weise an einem unter Wasser liegenden Chloroformtropfen verwirklichen, wenn man auf seiner Kuppe aus einem Röhrchen etwas Alkohol austreten lässt. Um die Bewegungen im Tropfen wahrnehmen zu können, setzt man zweckmässig dem Chloroform oder Alkohol Russtheilchen bei.

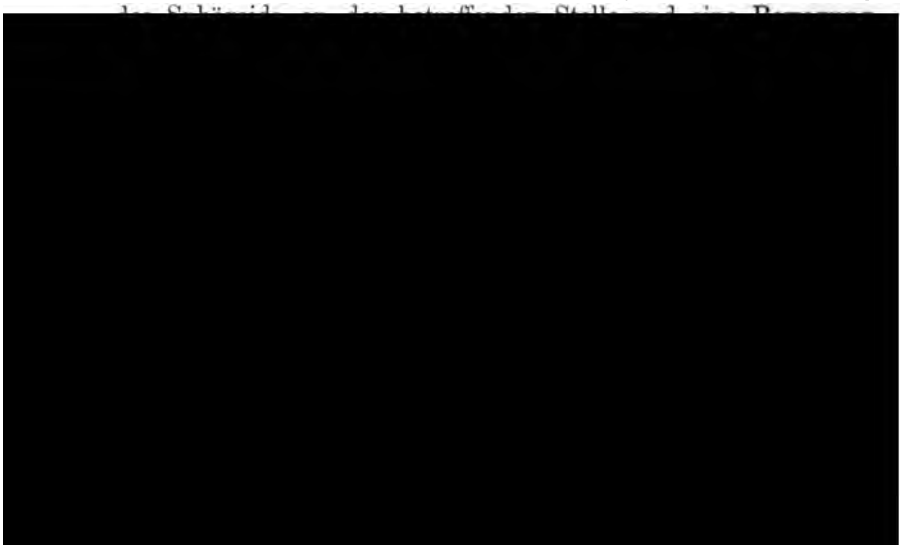
Durch die eben behandelte, orthogonal gegen die Ausbreitfläche gerichtete Strömung einer an der Ausbreitung betheiligten Flüssigkeit wird diese, soweit sie der Ausbreitfläche gegenüber liegt, gegen diese gleichsam hingesaugt. Es ist diese Strömung die Ursache verschiedener interessanter Erscheinungen.

Feste Theilchen, die in der betreffenden Flüssigkeits-

partie suspendirt sind, scheinen sich unter der Wirkung von anziehenden Kräften der Ausbreitfläche zu nähern; indess ist ihre Bewegung nur ein Transport, herbeigeführt von der bezeichneten orthogonalen Strömung der suspendirenden Flüssigkeit. Aus der gleichen Ursache erklärt sich die bereits von G. Quincke behandelte scheinbare gegenseitige Anziehung von Oelkugeln, die in specifisch leichterem Alkohol schweben. Wie bereits dargelegt, finden an der Oberfläche der Oelkugeln infolge der allerdings beschränkten Löslichkeit beider Flüssigkeiten ineinander beständig Ausbreitbewegungen statt. Vermöge derselben saugen die Oelkugeln alkoholische Flüssigkeit an sich heran und mit dieser gegenseitig sich selbst.

Endlich erklärt sich aus der in Rede stehenden Strömung wohl auch die allerdings nur sehr niedrige plateauartige Erhebung des Theiles einer Flüssigkeit, auf dem eine Ausbreitung von einer sehr kleinen Menge einer anderen Flüssigkeit erfolgt. Auf einer Wasserfläche zeigt sich diese Erhebung z. B. schon unter einem darübergehaltenen Aethertropfen, und wird dieser entsprechend auf und nieder bewegt, so geräth die Wasserfläche in eine wellenartige Bewegung.

3. *Erscheinungen, hervorgerufen durch Aenderung des Oberflächendruckes.* — G. Quincke[1]) hat gezeigt, dass die Erniedrigung der Oberflächenspannung, die an einem Punkte der Oberfläche eines Sphäroids einer Flüssigkeit 2, in einer anderen 1, bei Einführung einer Flüssigkeit 3 sich zeigt, eine Ausbauchung



driger gespannten Partie. Dieser Druck giebt daher für einen Moment dem Sphäroid einen Bewegungsantrieb nach der Seite hin, wo die Oberflächenspannung herabgesetzt ist. Während dieser Antrieb schnell vorübergeht, hält die Aenderung der Krümmung, d. h. die Ausbauchung an der oberflächlich niedriger gespannten Stelle solange an, als die entsprechende Differenz in der Oberflächenspannung existirt. Die charakterisirte Deformation der Oberfläche lässt sich z. B. an hängenden Tropfen beobachten, wenn ihnen Dämpfe von Substanzen mit kleinerer Oberflächenspannung von unten her genähert werden. Neu mag in dieser Beziehung folgender Versuch sein. Lässt man auf ziemlich, aber nicht allzu fein gepulverten Schwefel, der auf einer Glasplatte liegen mag, vorsichtig einen Tropfen Wasser fliessen, so bleibt dieser in schön ausgebildeter Form als Tropfen liegen. Nähert man ihm von der Seite her einen Aethertropfen, so baucht er sich gegen diesen aus und nimmt eine mehr eiförmige Gestalt an. Hat man dafür gesorgt, dass der Wassertropfen auf einen sanften Abhang der aufgestreuten Schwefelschicht zu liegen kommt, und an seiner unteren Fläche keine grösseren Schwefelstückchen bei einer Bewegung sich ihm entgegenstellen, dann rollt er bei einer raschen seitlichen Annäherung (bis auf 1 mm) eines Aethertröpfchens gegen dieses und hat sich in dasselbe gestürzt, ehe man es zurückziehen kann.

4. *Die Ausscheidung fester Theilchen an der Grenzfläche von Flüssigkeiten.* — Es wurde bereits mehrmals die Ausscheidung von Russtheilchen an der Grenzfläche von Flüssigkeiten erwähnt, und das sich dabei bildende Russhäutchen dazu benutzt, um Schiebungen der Flüssigkeiten in den Grenzflächen sichtbar zu machen. Dieser Vorgang soll nun näher beschrieben und erklärt werden.

Um eine Ausscheidung von Russtheilchen aus Alkohol auf Wasser zu erhalten, hat man Sorge zu tragen, dass der Russ in Alkohol möglichst fein vertheilt ist. Dies erreicht man dadurch, dass man den Russ längere Zeit in Alkohol liegen lässt und ihn dann heftig aufschüttelt. Die mit Russ getrübten Alkoholtropfen darf man nicht aus zu grosser Höhe in das Wasser einfallen lassen; dieses muss eine reine Oberfläche besitzen. Je grösser der Procentgehalt des Alkohols

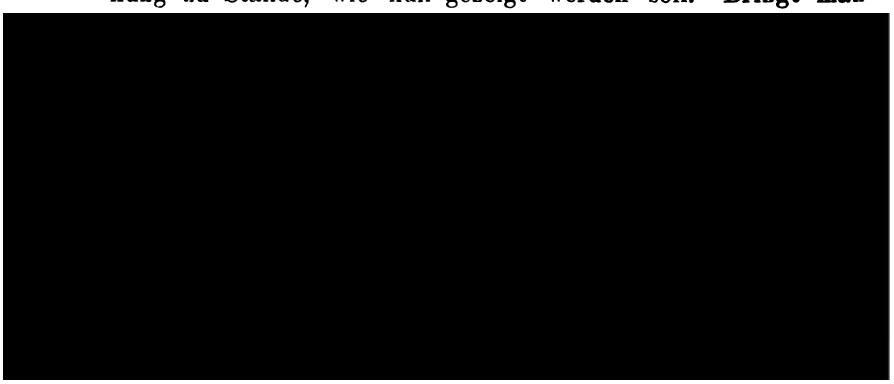
ist, desto lebhafter und bedeutender ist die Abscheidung der Russtheilchen.

Suspendirt man Kaolin oder Quecksilberchlorür in Alkohol und giesst einige Tropfen davon auf Wasser, dann tritt ebenfalls eine Abscheidung eines Theiles der suspendirten Körperchen an der Wasseroberfläche unter Bildung eines feinen weissen Häutchens ein. Doch ist in diesem Fall der Vorgang wegen des grösseren Gewichtes der festen Theilchen und wegen ihrer Farbe nicht so lebhaft und auffallend.

Statt mit Alkohol und Wasser lässt sich die Abscheidung der suspendirten Theilchen auch mit einer einzigen Flüssigkeit erzielen. Lässt man nämlich einige Tropfen heissen Wassers, die suspendirte Russtheilchen enthalten, auf kaltes fallen, so werden aus dem heissen ebenfalls Russtheilchen abgeschieden.

Wenn man Wassertropfen mit suspendirten Russtheilchen auf Alkohol fallen lässt, so beobachtet man keine nennenswerthe Abscheidung der letzteren. Das ist auch nicht der Fall, wenn man kaltes durch Russ getrübtes Wasser auf warmes tropfen lässt.

Die beschriebene Ausscheidung fester Theilchen aus einer Flüssigkeit 2 auf einer anderen 1, die eine höhere Oberflächenspannung als 2 besitzt und mit dieser unbeschränkt mischbar ist, kommt offenbar durch die Wirkung der Oberflächenspannung zu Stande, wie nun gezeigt werden soll. Bringt man



Bringt man in der angegebenen Art die Kugel in Alkohol und setzt auf die hervorragende Haube, die nunmehr mit einer Alkoholhaut überzogen ist, einen Wassertropfen, so wird dieser nicht in centrifugaler Bewegung in die umgebende Flüssigkeit hinabgezogen, sondern bleibt nach einer anfänglichen, nach seinem Innern gerichteten Zuckung in Tropfenform auf der Kugelhaube liegen.

Die beschriebenen Erscheinungen erklären sich nach den weiter oben mitgetheilten Ansichten und Versuchen aus der Verschiedenheit der Oberflächenspannungen des Wassers und Alkohols. Da nämlich dieser eine kleinere Oberflächenspannung als jenes besitzt, so wird er von der Wasserhaut auseinander gezogen und solange ausgebreitet, bis überall an der freien Oberfläche die Spannung gleich gross ist.

Der Vorgang, der sich beim ersten Versuch mit der Messingkugel abspielt, stellt einen speciellen Fall des allgemeinen Satzes dar: Einem festen Körper, der zum Theil in eine Flüssigkeit von gewisser Oberflächenspannung getaucht, im übrigen mit einer Schicht oder Haut einer anderen Flüssigkeit mit niedrigerer Oberflächenspannung bedeckt ist, wird diese Haut oder Schicht, sobald beide Flüssigkeiten zum Contact kommen, von der ersten Flüssigkeit abgezogen.

Nimmt man zu diesem Satz die Thatsache, dass leichte Körperchen in der Oberfläche einer Flüssigkeit festgehalten werden und, wenn sie einander nahe kommen, sich scheinbar anziehen, dann ist die beschriebene Abscheidung eines Russhäutchens genügend aufgeklärt.

Eine oberflächliche Abscheidung von Russtheilchen erhält man auch, wenn man auf alkoholisches Wasser einen Chloroformtropfen legt. Man verfährt zu diesem Zweck am besten so. In Wasser lässt man aus einer Höhe von ungefähr 1 dm einige Alkoholtropfen fallen, die mit Russ stark getrübt sind. Es scheidet sich dann nur ein kleiner Theil der Russkörperchen aus; die grössere Zahl derselben vertheilt sich infolge der Mischung des Alkohols mit dem Wasser in diesem. Legt man dann einen Chloroformtropfen auf das Wasser, dann werden unter den bekannten lebhaften Strömungen im Wasser und Chloroform Russtheilchen in grosser Zahl an der Contactfläche

beider Flüssigkeiten ausgeschieden, schiessen in dieser
Rande der Chloroformlinse empor und werden hier auf
Wasserfläche centrifugal fortgeführt. Infolge der Strömun
im Wasser und der damit verbundenen fortgesetzten
scheidung von Russ wird das Wasser allmählich in se
obersten Schicht vom Russ gesäubert, während die unter di
liegende ihre dunkle Russschattirung beibehält.

Die Beobachtung, dass Chloroform Russtheilchen
Wasser vor allem dann zur Abscheidung bringen kann, w
das Wasser mit Alkohol versetzt ist, legt die Vermuth
nahe, dass zwischen der Ausscheidung fester Theilchen
Alkohol auf Wasser und dem eben behandelten Fall inso
eine Verwandtschaft vorliegt, als hier wie dort eine Ausbreit
der Flüssigkeit, welche die Russtheilchen suspendirt, und da
ein Abziehen jener von diesen erfolgt. Diese Vermuth
wird durch folgende Versuche bestätigt.

Ein Chloroformtropfen unter Wasser, in dem Russtheilc
suspendirt sind, zeigt an seiner Oberfläche keine Abscheid
von Russ. Dagegen tritt diese Erscheinung ein, wenn
Wasser oder dem Chloroform Alkohol zugesetzt wird. N
mehr bilden sich nämlich an der Grenzfläche von Wasser
Chloroform russhaltige Gemische von Chloroform und Alk
mit verschiedener Concentration. Die an Alkohol reiche
und darum niedriger gespannten Mischungspartien werden
gebreitet und von der Oberfläche ihrer Russtheilchen he
gezogen; diese bleiben dann in Contactfläche von Chlorof

da wegen der Löslichkeit von Oel und Alkohol ineinander die Grenzfläche dieser beiden Flüssigkeiten nicht scharf ausgebildet ist. Diese wird um so schärfer, je mehr Wasser man dem Alkohol zusetzt. Dann steigen die Oelkugeln, die sich mit der Zeit zu einer einzigen vereinigen, an die freie Oberfläche, und die ausgeschiedenen Russtheilchen ordnen sich dann zu einem sehr feinen Häutchen an der Grenzfläche von Oel und dem Gemisch aus Wasser und Alkohol.

München, Phys. Inst. d. Univ., im Februar 1898.

(Eingegangen 22. April 1898.)

4. *Bemerkungen zur Leidenfrost'schen Erscheinung; von J. Stark.*

I.

Um nachzuweisen, dass der Leidenfrost'sche Tropfen von seiner Unterlage durch eine Schicht seines eigenen Dampfes getrennt sei, zeigten Church [1]) und Berger [2]), dass nicht die Flüssigkeit des Tropfens, wohl aber ihr Dampf auf die Unterlage chemisch wirken könne. Poggendorff [3]) glaubte gefunden zu haben, dass ein electrischer Strom von dem Leidenfrost'schen Tropfen zu einer diesen tragenden Metallplatte nicht übergehen könne, dass also jener von dieser electrisch isolirt sei. Buff [4]) jedoch wies nach, dass electrische Ströme, wenn auch bedeutend geschwächt, vom Tropfen zu seiner Unterlage übergehen können, und gab in einer späteren Abhandlung [5]) der Meinung Ausdruck. es sei möglich, dass die electrische Leitung zwischen dem Tropfen und seiner Unterlage von dem dazwischen gelagerten Dampfe vermittelt werde. Tyndall [6]) meinte, dass die Isolation des Tropfens von seiner Unterlage dadurch erwiesen werde, dass man zwischen einem im sphäroidalen Zustand befindlichen Tintentropfen und einer ihn tragenden erhitzten Silberplatte durchsehen könne. In Liebig's Jahresbericht [7]) wurde dagegen geltend gemacht, dass trotz dieser Thatsache der undurchsichtige Tropfen durch schnelle

seines eigenen Dampfes getrennt, führt aber gegen diese Dampfschicht mehr oder minder grosse Oscillationen aus, die sich unter Umständen bis unmittelbar an die Unterlage erstrecken.

Zum Nachweis dieser Oscillationen verfuhr der Verfasser folgendermaassen. Von dem einen Pol einer kleinen Accumulatorenbatterie von ungefähr 8 Volt Spannung wurde die Leitung zu einer erhitzten Messing- oder Silberplatte geführt, von dem anderen Pol durch ein Telephon zu einem dünnen Kupferdraht, der in den auf der Platte liegenden Leidenfrost'schen Tropfen tauchte. Dieser bestand aus sehr schwach angesäuertem oder aus natürlichem Wasser oder aus einer Chlorzink- oder Kupfersulfatlösung. Das Telephon zeigte beim Schliessen des Stromes folgendes Verhalten.

Oscillirte der Tropfen parallel der Platte hin und her oder traten an ihm die bekannten sternförmigen Figuren auf, dann war im Telephon ein Geräusch zu hören. Wenn die Platte stark erhitzt, also der Tropfen weit von dem Punkte entfernt war, wo Benetzung eintritt, dann war das Geräusch im Telephon nur schwach. Lag der Tropfen ruhig und war er weit vom Benetzpunkt entfernt, dann war das Telephon so gut wie stumm. Näherte er sich dagegen nach Entfernung der Flamme dem Benetzpunkt, so rief ein Oscilliren des Tropfens ein lautes Knattern im Telephon hervor. Selbst wenn er in diesem Falle ruhig lag, sprach das Telephon deutlich an, es wurde in ihm zuerst etwa 20 Secunden lang ein feines, immer stärker anwachsendes Zischen laut, dieses ging dann häufig in einen Ton über, dieser wurde immer höher und endigte bald mit einem lauten Knack, und gleichzeitig war auch der Tropfen auf der Platte zerflossen.

Die vorhergehenden Erscheinungen traten dann auf, wenn der Leidenfrost'sche Tropfen aus Wasser bestand; wurde statt dessen eine Lösung von Chlorzink oder Kupfersulfat verwendet, dann tönte das Telephon sehr laut und zwar auch bei hohen Temperaturen. Natürlich war in diesem Falle der Siedepunkt und damit auch der Benetzpunkt des Tropfens ein höherer.

Die Stromschwankungen, die bei der beschriebenen Versuchsanordnung das Telephon anzeigt, rühren offenbar daher, dass der Widerstand variirt, den der electrische Strom

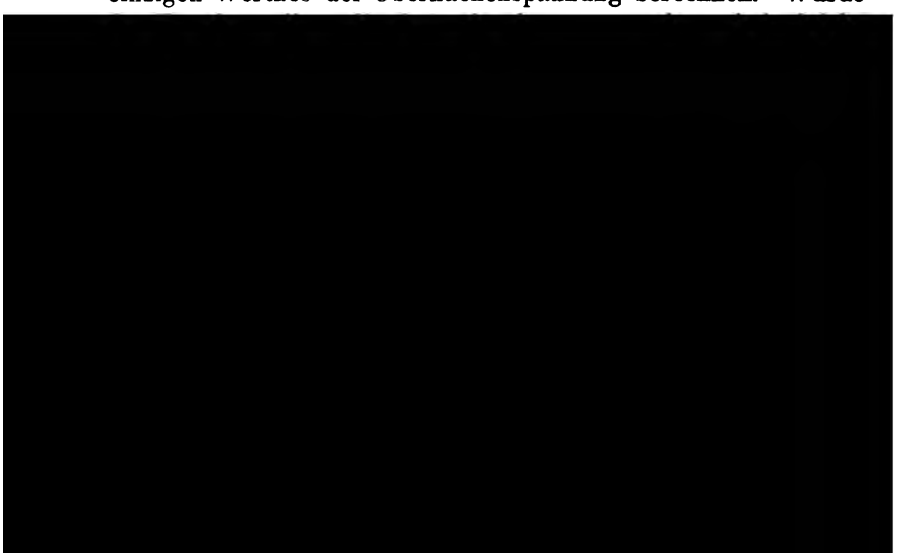
zwischen dem Tropfen und der Platte zu überwinden hat. Hält man sich das vor Augen, dann versteht man folgende, auf die obigen Beobachtungen sich gründenden Sätze.

Der Leidenfrost'sche Tropfen oscillirt im allgemeinen gegen die Dampfschicht auf und nieder, die ihn von seiner Unterlage trennt. Die Dicke dieser Dampfschicht wächst mit zunehmender Erhitzung; bei grosser Dicke vermögen die Oscillationen des Tropfens den Durchgang des electrischen Stromes periodisch nicht mehr so gut zu begünstigen als bei geringer Dicke. *In der Nähe des Benetzpunktes führen die Oscillationen des Tropfens bis zu rasch vorübergehenden Benetzungen der Platte, bis schliesslich dauernde Benetzung eintritt.*

II.

Die sphäroidale Form des Leidenfrost'schen Tropfens ist offenbar eine Wirkung der Oberflächenspannung der Tropfenflüssigkeit. Aber diese Rolle, welche die Oberflächenspannung bei der Leidenfrost'schen Erscheinung spielt, ist nicht so einfach, wie es scheinen möchte, auch ist sie nicht die einzige.

An der unteren Seite des Leidenfrost'schen Tropfens ist die Temperatur zweifellos höher, als an der oberen. Wie der Verfasser in der vorhergehenden Abhandlung [1]) darlegte, hat jene Temperaturdifferenz zur Folge, dass an der unteren Tropfenseite die Oberflächenspannung niedriger ist, als an der oberen. Es lässt sich also die Form des Tropfens nicht auf Grund eines einzigen Werthes der Oberflächenspannung berechnen. Würde



Die Oberflächenspannung tritt bei der Leidenfrost'schen Erscheinung noch in einer anderen Wirkung zu Tage.

Jedem, der die Leidenfrost'sche Erscheinung genauer beobachtet hat, ist wohl die ungemein rasche mehr oder minder regelmässige Wirbelbewegung am Leidenfrost'schen Tropfen aufgefallen. Besonders schön ausgebildet tritt sie an kleineren Tropfen auf. Es strömt in diesen die Flüssigkeit an der unteren Tropfenfläche centrifugal nach dem Rande, steigt hier rasch empor, strömt an der oberen Fläche centripetal nach der Mitte und steigt hier in den Tropfen zum Ausgangspunkt zurück, um von neuem ihren Kreislauf zu beginnen.

Es liegt am nächsten, wie schon Berger[1]) gethan hat, die Ursache dieser Wirbelbewegung in den Gewichtsdifferenzen verschieden stark erwärmter Partien der Flüssigkeit zu suchen. Doch lässt sich aus dieser Ursache allein wohl kaum die grosse Geschwindigkeit der Wirbelbewegung erklären. Es ist vielmehr deren Grund in erster Linie in einem anderen Vorgange zu suchen.

Wie bekannt, können in einer flüssigen Oberfläche keine Spannungsdifferenzen bestehen, ohne dass sofort eine Ausbreitung der schwächer gespannten Partie durch die stärker gespannte erfolgt. *Demgemäss wird am Leidenfrost'schen Tropfen beständig die untere höher erwärmte und darum niedriger gespannte Fläche durch die obere höher gespannte ausgebreitet und so die beschriebene Wirbelbewegung hervorgebracht, und da die betreffende Temperatur- und somit die Spannungsdifferenz stationär ist, so ist auch jene Ausbreitung stationär.* Der Leidenfrost'sche Tropfen stellt also einen interessanten Fall einer stationären Ausbreitbewegung dar.

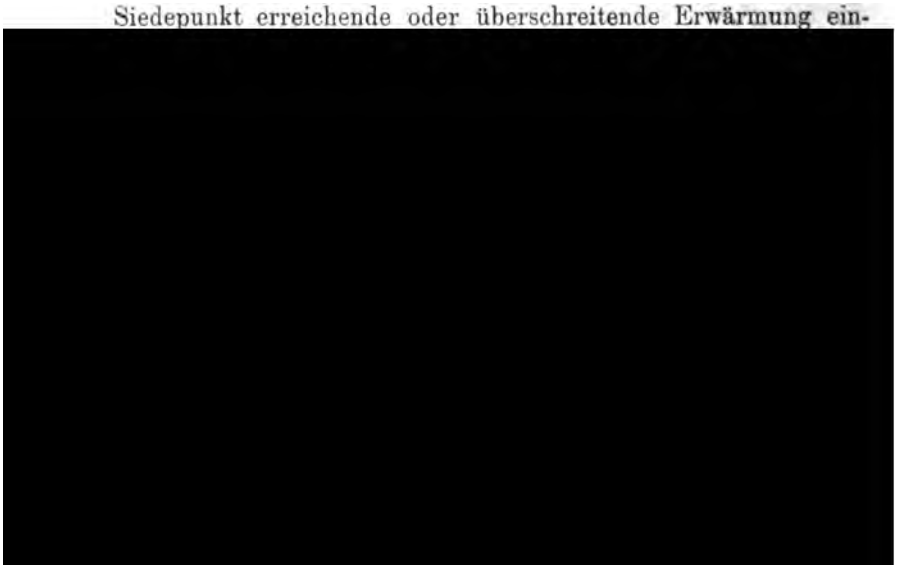
Die Gewichtsdifferenz verschieden stark erwärmter Flüssigkeitspartien wirkt bezüglich der Wirbelbewegung in dem gleichen Sinn wie die Ausbreitung. Dass jedoch die Wirkung der letzten stärker ist, geht aus folgendem Versuch hervor, in dem beide Ursachen in entgegengesetztem Sinne wirken. Hält man über einen Tropfen Wasser, der auf gepulvertem Schwefel oder auf kaltem Russ liegt, einen glühenden Körper, so ist in dem Tropfen infolge der eintretenden Ausbreitung eine Wirbel-

1) Berger, Pogg. Ann. **119.** p. 625. 629. 1863.

bewegung wahrzunehmen, die entgegengesetzt zu derjenigen im Leidenfrost'schen Tropfen und zur Wirkung der Gewichtsdifferenz erfolgt.

Dass in der That an dem Leidenfrost'schen Tropfen eine Ausbreitung erfolgt, lässt sich auf folgende Weise zeigen. Hat man in der Flüssigkeit, etwa in dem Wasser, das auf die erhitzte Platte gebracht wird, feine Kaolin- oder noch besser Russtheilchen suspendirt, so erfolgt sofort nach Bildung des Leidenfrost'schen Tropfens eine Ausscheidung von einer sehr grossen Zahl suspendirter Theilchen. Diese sammeln sich zu einem feinen Häutchen und nehmen, wie es in der Ordnung ist, an der oberen Tropfenfläche gegenüber dem Ausbreitcentrum Stellung. Wie der Verfasser in der vorhergehenden Abhandlung[1]) gezeigt hat, ist die bezeichnete Abscheidung der festen Theilchen eine Begleiterscheinung einer Ausbreitung.

Die an dem Leidenfrost'schen Tropfen auftretende stationäre Ausbreit- und Wirbelbewegung übt auf den Verlauf der Erscheinung einen gewissen nicht zu unterschätzenden Einfluss aus. Durch die Ausbreitung der bis zum Siedepunkt erhitzten Flüssigkeit an der unteren Tropfenfläche wird an der Oberfläche des Tropfens beständig ein Ausgleich der Temperatur bewirkt, und so die Flüssigkeit gezwungen, nur an der Oberfläche zu verdampfen; jener Ausgleich verhindert nämlich, dass von unten her in das Innere der Flüssigkeit eine den Siedepunkt erreichende oder überschreitende Erwärmung ein-



5. *Ueber die Bestimmung von Capillarconstanten aus Tropfenhöhen; von Adolf Heydweiller.*

Unter den zahlreichen Methoden zur Bestimmung von Capillarconstanten, deren Ausbildung wir vornehmlich Hrn. Quincke verdanken, hat die Methode der Tropfenhöhe, des senkrechten Abstandes der Kuppe vom „Bauch“ oder der Ebene grössten Tropfendurchmessers, gewisse Vorzüge. Wenn mit ihr vielleicht auch nicht die höchste Genauigkeit zu erreichen ist, so bleibt sie doch noch in Fällen anwendbar, in denen andere Methoden versagen, oder doch auf grosse Schwierigkeiten stossen, namentlich bei schwer schmelzbaren Körpern.

Ein Uebelstand der Methode ist, dass die analytische Beziehung zwischen den gemessenen und den zu bestimmenden Grössen sich bisher noch nicht in geschlossener Form hat aufstellen lassen. Jedoch erlauben neuere Arbeiten von Herren Lohnstein[1]) und Siedentopf[2]) das Verhältniss von Tropfenhöhe zu der Quadratwurzel aus der specifischen Cohäsion in seiner Abhängigkeit von dem Verhältniss der Tropfenhöhe zum grösstem Tropfenhalbmesser mit ziemlicher Genauigkeit zu berechnen.

Diese Berechnung habe ich durchgeführt innerhalb der Grenzen, welche für genauere Beobachtungen in Betracht kommen; das Ergebniss derselben ist in einer Tabelle zusammengestellt, welche für Tropfen von mehr als einigen Millimetern Durchmesser die Bestimmung der spec. Cohäsion aus den gemessenen Werthen der Tropfenhöhe und des grössten Tropfenhalbmessers in einfachster Weise gestattet. — Einige Anwendungen auf ältere Beobachtungen sind hinzugefügt.

1) Lohnstein, Wied. Ann. **53.** p. 1062. 1894; **54.** p. 713. 1895.
2) Siedentopf, Wied. Ann. **61.** p. 235. 1897.

Es bezeichne im Folgenden:

h die Tropfenhöhe, den senkrechten Abstand von Kuppe und Bauch,

r den grössten Tropfenhalbmesser,

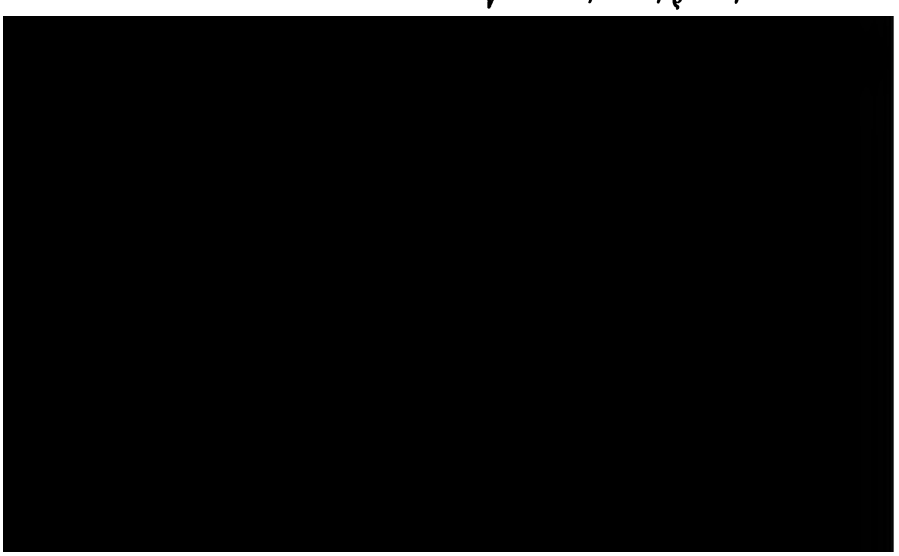
ϱ den Krümmungsradius der Kuppe,

a^2 die specifische Cohäsion.

Es handelt sich also darum, die Beziehung zwischen a/h und h/r zu ermitteln. Unmittelbar ergiebt sie sich aus der eleganten von Hrn. Siedentopf angegebenen geometrischen Integration der Capillar-Differentialgleichung. Hr. Siedentopf hat diese Integration für mittlere Tropfen etwa von $h/r = 0{,}5$ bis 0,9 selbst mit grosser Sorgfalt durchgeführt und hatte die Freundlichkeit, seine Curven in der hier erforderlichen Richtung nachzumessen und mir die Ergebnisse zur Verfügung zu stellen. Die Vergleichung dieser Constructionen mit den Berechnungen von Bashforth und Adams[1]) zeugt für die hohe Genauigkeit. Ihre genaue Durchführung ist sehr mühselig und die Schwierigkeit wächst mit der Tropfengrösse. Nun hat andererseits Hr. Lohnstein Näherungsformeln angegeben, die schneller zum Ziele führen, und deren Genauigkeit sich an den Siedentopf'schen Werthen prüfen lässt.

Nach Lohnstein[2]) ist:

$$\sqrt{\frac{1+\frac{3}{2}\frac{a^2}{h\varrho}}{1+\frac{h}{2r}}} > \frac{a}{h} > \frac{1+\frac{a^2}{h\varrho}}{\sqrt{1+\frac{h}{r}+\frac{2a^2}{r\varrho}-\frac{a^2}{r^2}}}.$$



hinreichend genaue Werthe. Für die zwischenliegenden Tropfengrössen ($0{,}5 > h/r > 0{,}35$) ergiebt die Poisson'sche Formel zu kleine, andererseits eine Lohnstein'sche Näherungformel [1]):

$$\frac{r^3}{a^3} + 164\,\frac{r^2}{\varrho^2}\cdot\frac{r^6}{a^6} + \left(180 + 630\,\frac{r^4}{\varrho^4}\right)\frac{r^4}{a^4} + \left(2160 + 360\left(\frac{r^2}{\varrho^2} + \frac{r^6}{\varrho^6}\right)\right)\frac{r^2}{a^2} = 8640\,\frac{\varrho - r}{r}$$

zu grosse Werthe für a/ϱ; ich habe aus beiden um weniger als 0,01 voneinander abweichenden Werthen das Mittel genommen.

Tabelle 1.

$\frac{h}{r}$	$\frac{a}{\varrho}$			$\frac{a}{h}$			
				Lohnstein			Siedent.
	Poisson	Lohnst.	Siedent.	max	min	Mittel	
0,01	0,000			0,998	0,995	0,997	
0,10	0,000			0,976	0,956	0,966	
0,20	0,004			0,956	0,930	0,943	
0,30	0,025			0,949	0,920	0,934	
0,40	0,085	0,090		0,967	0,942	0,954	
0,45	0,129	0,137		0,987	0,964	0,975	
0,50	0,179	0,194	0,192	1,015	0,996	1,005	1,001
0,60			0,354	1,101	1,083	1,092	1,088
0,75			0,768	1,364	1,351	1,357	1,353
0,825			1,113	1,610	1,603	1,606	1,603
0,875			1,481	1,905	1,887	1,896	1,894

Die Berechnungen ergeben, wie der in Tab. 1 enthaltene Auszug zeigt, dass das arithmetische Mittel aus den Lohnstein'schen Grenzwerthen a/h durchweg um einige Tausendstel grösser ist, als der durch Hrn. Siedentopf bestimmte genauere Werth. Ich habe daher auch für die grösseren Tropfen nicht die Mittel aus den Lohnstein'schen Grenzwerthen, sondern um 3—4 Tausendstel kleinere Werthe von a/h in die Tab. 2 aufgenommen, welche für beliebige Werthe von h/r von 0 bis 0,9 die zugehörigen Werthe von a/h leicht zu bestimmen gestattet. Ich halte dieselben für genau bis auf einige Tausendstel, sodass die Genauigkeit der Berechnung für

1) Lohnstein, Wied. Ann. **54.** p. 721. 1895.

die spec. Cohäsion aus Tropfenhöhe und Durchmesser
gesichert erscheint. Erheblich weiter wird man auch
Genauigkeit der Beobachtungen nur mit grosser Sorg
Mühe kommen, sodass im Allgemeinen die obige Gen
ausreichen wird.

Tabelle 2.

$\frac{h}{r}$	$\frac{a}{h}$	$\frac{h}{r}$	$\frac{a}{h}$	$\frac{h}{r}$	$\frac{a}{h}$	$\frac{h}{r}$
0,00	1,000	0,23	0,933	0,46	0,977	0,68
0,01	0,997	0,24	0,932	0,47	0,982	0,69
0,02	0,994	0,25	0,931	0,48	0,988	0,70
0,03	0,990	0,26	0,931	0,49	0,994	0,71
0,04	0,986	0,27	0,930	0,50	1,001	0,72
0,05	0,982	0,28	0,930	0,51	1,008	0,73
0,06	0,978	0,29	0,931	0,52	1,016	0,74
0,07	0,974	0,30	0,931	0,53	1,024	0,75
0,08	0,970	0,31	0,932	0,54	1,033	0,76
0,09	0,966	0,32	0,933	0,55	1,042	0,77
0,10	0,963	0,33	0,934	0,56	1,051	0,78
0,11	0,960	0,34	0,936	0,57	1,060	0,79
0,12	0,958	0,35	0,938	0,58	1,070	0,80
0,13	0,955	0,36	0,940	0,59	1,080	0,81
0,14	0,953	0,37	0,942	0,60	1,091	0,82
0,15	0,950	0,38	0,945	0,61	1,102	0,83
0,16	0,948	0,39	0,948	0,62	1,114	0,84

Luftblasen in Wasser von ca. 18° (zwischen 15° und 20°) nach Quincke.[1])

r mm	h mm	$\frac{h}{r}$	$\frac{a}{h}$	a mm
7,1	3,780	0,532	1,026	3,877
8,45	3,939	0,466	0,980	3,860
10,05	4,022	0,400	0,951	3,825
13,10	4,117	0,314	0,932	3,837
15,05	4,147	0,276	0,930	3,857
18,8	4,146	0,220	0,935	3,876
23,5	4,077	0,1735	0,944	3,849
50,0	3,975	0,0795	0,970	3,856
			Mittel:	3,855

Die Abweichungen der einzelnen a vom Mittelwerth übersteigen 0,8 Proc. nicht, sie sind unregelmässig vertheilt und zweifellos auf Beobachtungsfehler zurückzuführen.

Eine zweite Beobachtungsreihe Hrn. Quincke's[2]) mit Wasser von 25° ergiebt bei grösseren Abweichungen der Einzelwerthe (bis 4 Proc.) im Mittel $a = 3{,}846$ mm.

Aus Hrn. Volkmann's sorgfältigen Beobachtungen[3]) von Steighöhen in weiteren Capillaren folgt unter Annahme vollständiger Benetzung (Randwinkel 0):

$a = 3{,}869$ mm bei 15°; 3,851 mm bei 20°; 3,834 mm bei 25°.

Die Uebereinstimmung von Hrn. Quincke's Werthen mit diesen ist so gut, wie man nach der Genauigkeit der Beobachtungen irgend erwarten kann.

Aus Lord Rayleigh's[4]) Beobachtungen an Kräuselwellen ergiebt sich $a = 3{,}884$ bei 18°, aus Hrn. Lenard's[5]) an schwingenden Tropfen $a = 3{,}815$ bei 16°.

Die so ganz verschiedenen Methoden geben also eine befriedigende Uebereinstimmung.

1) Quincke, Pogg. Ann. **160.** p. 355. 1877.
2) Quincke, Pogg. Ann. **139.** p. 12. 1870.
3) Volkmann, Wied. Ann. **56.** p. 483. 1895.
4) Rayleigh, Phil. Mag. (5) **30.** p. 395. 1890.
5) Lenard, Wied. Ann. **38.** p. 235. 1884.

Luftblasen in Wasser von 20° nach Sieg.[1])

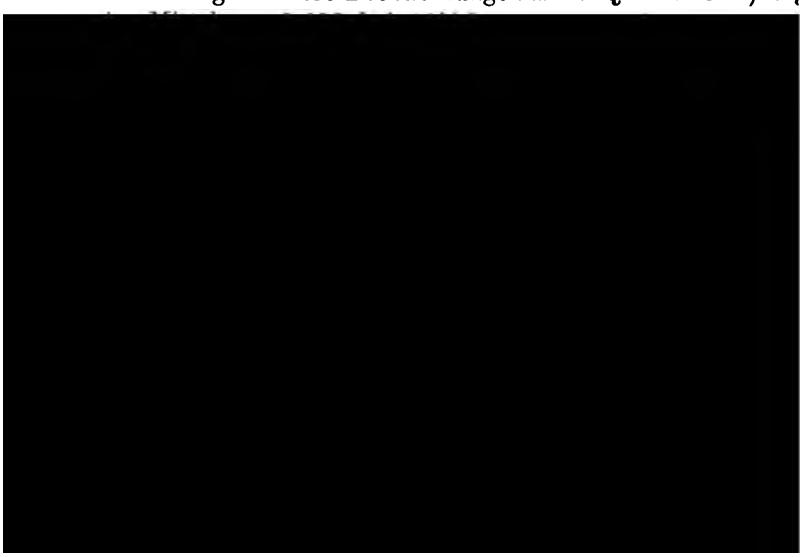
r	h	$\frac{h}{r}$	$\frac{r}{h}$	a
mm	mm			mm
14,88	4,08	0,274	0,930	3,795
16,00	4,06	0,253	0,931	3,771
25,70	**4,00**	**0,156**	**0,949**	**3,797**
25,77	**3,99**	**0,155**	**0,949**	**3,788**
27,75	**3,98**	**0,143**	**0,952**	**3,789**
28,65	**3,97**	**0,139**	**0,953**	**3,784**
			Mittel	**3,787**

Der Mittelwerth weicht von den vorerwähnten Beo tungen stärker ab (um etwa 1,7 Proc.), als man nacl Uebereinstimmung der Einzelwerthe erwarten sollte; eine z ausgedehntere Reihe mit weniger reinem Wasser giebt noch kleineren Mittelwerth (3,766 mm).

Quecksilbertropfen in Luft bei 20° nach Quincke.[2])

r	h	$\frac{h}{r}$	$\frac{a}{h}$	a
mm	mm			mm
10,0	2,871	0,287	0,931	2,673
10,0	2,792	0,279	0,930	2,596
10,0	2,773	0,277	0,930	2,579
14,45	2,934	0,203	0,938	2,753
16,25	2,839	0,175	0,944	2,679
16,5	2,861	0,169	0,945	2,643
17,0	2,882	0,170	0,945	2,662
			Mittel	**2,655**

Einige frühere Beobachtungen Hrn. Quincke's[3]) er



Es ist auffallend, dass der Unterschied zwischen den Beobachtungen von Quincke und von Sieg bei Wasser dem absoluten Betrage nach fast denselben Werth hat (0,061 mm), wie bei Quecksilber (0,064); es scheint dies auf einen constanten Beobachtungsfehler hinzudeuten.

Zwischen oder sehr nahe bei den obigen Werthen der Herren Quincke und Sieg liegen, wie die folgende Zusammenstellung zeigt, die Ergebnisse zahlreicher anderweitiger nach den verschiedensten Methoden angestellter Messungen, worunter gerade die sorgfältigsten und einwandfreisten.

Die Beobachtungen sind mit Ausnahme der ersten, bei der die Temperaturangabe fehlt, auf 20° reducirt. Die Beobachtungen von Matthiessen sind neu berechnet unter Weglassung der vier ersten und der drei letzten, bei denen die Beobachtungsfehler einen unverhältnissmässig grossen Einfluss auf das Resultat haben; bei den ersteren ist vielleicht auch eine Correction wegen der Tiefe der Quecksilberschicht nicht zu vernachlässigen; die sämmtlichen Beobachtungen würden $a = 2{,}615$ ergeben.

Beobachter	a mm	Methode
Danger [1])	2,591	Meniscushöhe und -volumen
Desains [2])	2,620	Ganze Tropfenhöhe und Randwinkel
Magie [3])	2,601	Depression und Kuppenkrümmung
Lenard [4])	2,636	Schwingungsdauer u. Gewicht fallender Tropfen
Matthiessen [5])	2,666	Kräuselwellen
Cantor [6])	2,617	Maximaldruck kleinerer Tropfen
Siedentopf [7])	2,588	Kuppenkrümmung und Durchmesser mittlerer Tropfen

Die Reduction der Tropfenhöhen mit Hülfe der Tab. 2 giebt also bei Wasser und Quecksilber eine befriedigende Uebereinstimmung mit den Ergebnissen anderer Methoden.

1) Desains, Ann. chim. phys. (3) **51.** p. 436. 1857.
2) Ibid. p. 438 ff.
3) Magie, Wied. Ann. **25.** p. 428. 1885.
4) Lenard, Wied. Ann. **30.** p. 238. 1887.
5) Matthiessen, Wied. Ann. **38.** p. 128. 1889.
6) Cantor, Wied. Ann. **47.** p. 415 ff. 1892.
7) Siedentopf, Wied. Ann. **61.** p. 238. 1897.

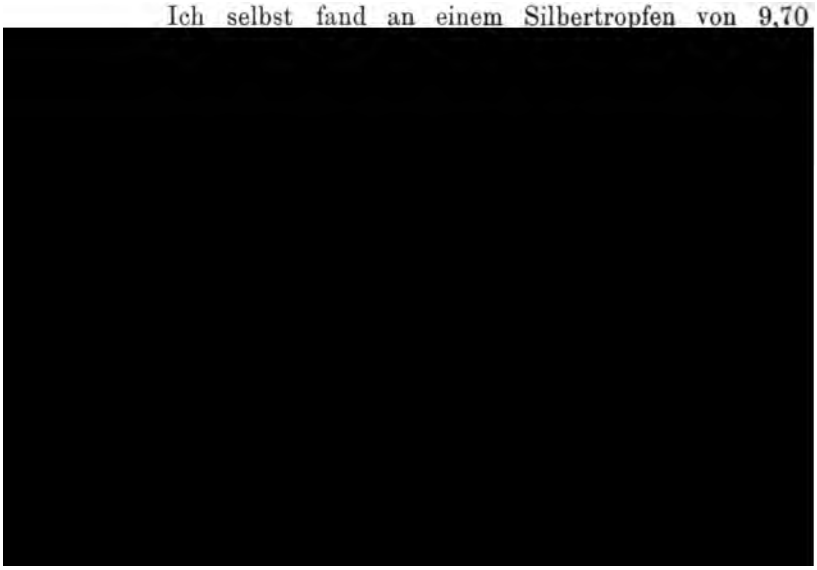
Wendet man sie auf Hrn. Quincke's Beobachtunge
erstarrten Silbertropfen an, so findet man bei Tropfen
schiedener Grösse, wie die folgende Tabelle zeigt, sehr
schiedene Werthe für a.

Erstarrte Silbertropfen **nach Quincke.**[1])

r	h	$\frac{h}{r}$	$\frac{a}{h}$	a
mm	mm			mm
8,125	3,99	0,491	0,995	3,97
3,15	2,46	0,781	1,442	3,55
2,285	1,90	0,832	1,664	3,12
1,575	1,40	0,889	2,000	2,80

Ich vermuthe, dass die beträchtlichen Unterschiede
Deformation der Tropfen beim Erstarren infolge entwick
Gasblasen zurückzuführen sind. In der That habe ich
solchen Tropfen aus chemisch reinem Silber specifische
wichte gefunden, die bis zu 6 Proc. kleiner waren, al
Angaben G. Rose's[2]) (10,53—10,57). Die Deformati
werden bei grossen Tropfen, bei denen die Oberfläche
Verhältniss zur Masse kleiner ist, beträchtlicher sein, als
kleineren, und es scheint unmöglich aus den obigen Z
einen einigermaassen sicheren Werth der Capillarconsta
des Silbers abzuleiten.[3]) Mit Hrn. Quincke's Schlussfolge
kann man daraus ebenso gut Gleichheit der specifischen
häsion von Silber und Quecksilber, wie von Silber und W
entnehmen.

Ich selbst fand an einem Silbertropfen von 9,70



$h = 3{,}99;\ 2{,}46;\ 1{,}90;\ 1{,}40$ mm
$a = 3{,}73;\ 3{,}12;\ 3{,}61;\ 2{,}60$ mm.

Hr. Quincke leitet aus diesen Messungen den Werth der specifischen Cohäsion gleich 17 mm² ab, und hält diesen an einem Gold vom specifischen Gewicht 18 bei 0° gewonnenen Werth für richtig, den von mir an einem Gold vom specifischen Gewicht 19,2 gefundenen[1]), viel kleineren Werth für verfälscht durch Verunreinigungen![2])

Wie gering der Einfluss kleiner metallischer Verunreinigungen — und nur um solche kann es sich bei meinem Golde handeln — auf die specifische Cohäsion der Metalle ist, geht am besten aus den Messungen Hrn. Siedentopf's[3]) an Zinn-Wismuth-Legirungen hervor; ein Zusatz von 20 Proc. Wismuth setzt die specifische Cohäsion des Zinns nur um etwa 10 Proc. herab, obwohl die des reinen Zinns mehr als doppelt so gross als die des Wismuths ist.

Ich glaube hiermit meinen Standpunkt in der Sache klar dargelegt zu haben und verzichte auf weitere Aeusserungen, solange nicht ganz neue Versuche darüber vorliegen.

Breslau, März 1898.

1) Heydweiller, Wied. Ann. **62.** p. 694. 1897.
2) Quincke, Wied. Ann. **64.** p. 618. 1898.
3) l. c.

(Eingegangen 1. April 1898.)

6. *Ueber das electromotorische Verhalten des Chroms; von W. Hittorf.*

(Der k. preuss. Akad. d. Wissensch. zu Berlin mitgeth. am 10. März 1898.)

§ 1. Hr. Goldschmidt in Essen gewinnt seit einige Zeit durch Reduction mittels Aluminium nach einem höchs eleganten und praktischen Verfahren neben anderen schwer flüssigen Metallen auch Chrom in vollkommen geschmolzener kohlenfreiem Zustande und in beliebig grosser Menge.[1]) Ihr verdanke ich von diesem bis vor kurzem nur pulverförmi oder in dünnen Blättchen dargestellten Metalle zwei Stücke von denen das eine, wahrscheinlich infolge langsamerer Er kaltung, auf dem Bruche bis 4 qmm grosse Krystallfläche zeigt, das andere feinkrystallinische Structur besitzt. Beid sind spröde, von hellgrauer Farbe, haben schönen Metallglan und leiten die Electricität gut. Zu den unten folgenden Ver suchen diente das grobkrystallinische Stück; ich habe mic aber überzeugt, dass das andere sich ebenso verhält.

Bekanntlich bildet dieses Element drei bestimmte un vielfach untersuchte Verbindungsstufen, welche durch das sta basische Oxydul CrO, das Oxyd Cr_2O_3 und die Chromsäure CrO in der Sauerstoffreihe vertreten sind, wenn wir von der un beständigen Ueberchromsäure hier absehen.

Kommt das Chrommetall mit stärkeren Lösungen vo Salzsäure zusammen, so tritt unter Erwärmung lebhafte Wasse stoffentwickelung ein, und es bildet sich die niedrigste Ver bindungsstufe, das mit blauer Farbe leichtlösliche Chromchlorü Ist die Säure verdünnter, so bedarf es der Erhöhung de Temperatur, damit die Auflösung erfolgt; aber Siedhitze ge nügt, um auch in sehr schwacher Lösung noch starke Wasse stoffentwickelung zu veranlassen. Reines Wasser ist dagege ganz indifferent; auch bleibt Chrom an der Luft bei niedere Temperatur glänzend und läuft nicht an. Dies erfolgt ers in der Glühhitze; es bilden sich dann gelbe und blaue Oxyd schichten, wie auf Stahl. Wie ClH verhalten sich BrH, FlH

1) Goldschmidt, Electrochem. Zeitschr. **4.** p. 143. 1897.

und selbst JH. Ebenso lösen verdünnte Schwefelsäure und Oxalsäure das Metall beim Erwärmen unter Wasserstoffentwickelung auf und erzeugen damit die Oxydulsalze. Die Lösung von SO_4Cr besitzt dieselbe Farbe wie die der Haloidsalze, während die Farbe des oxalsauren Chromoxyduls an diejenige der Uebermangansäure erinnert. Die concentrirte Schwefelsäure greift erst, stärker erhitzt, unter Entwickelung von SO_2 das Metall an. Salpetersäure, Chlorsäure und Ueberchlorsäure sind dagegen ohne alle Einwirkung, welches auch ihre Stärke und Temperatur ist. Ebenso greifen Lösungen der Phosphorsäure, Chromsäure, Citronensäure, Weinsäure, Ameisensäure, Essigsäure sowie von Aetzkali und Natron Chrom weder in der Kälte noch beim Erhitzen bis zum Sieden an.[1])

§ 2. Die Verbindungswärmen des Chroms, welche noch nicht bestimmt sind, deren Ermittelung aber jetzt keine Schwierigkeit mehr bieten kann, werden nicht unbeträchtlich sein. Gemäss jenem Verhalten und der Erfahrung Wöhler's, dass Chrom aus seinen geschmolzenen Salzen von Zink metallisch ausgeschieden wird, erwartete ich, dass es in der electrischen Spannungsreihe als positives Metall nur dem Zink nachstehen werde. Zu meiner Ueberraschung zeigte es sich aber bei gewöhnlicher Temperatur in den Lösungen, in welchen es keine Wasserstoffentwickelung veranlasst, nicht nur electronegativ gegen Zink, sondern auch gegen Cadmium, Eisen, Nickel, Kupfer, Quecksilber, Silber.

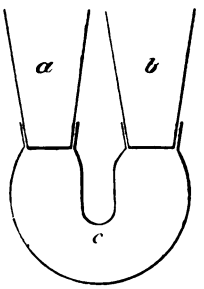
Es ist ferner ganz indifferent gegen die Lösungen der neutralen Salze dieser Metalle, selbst wenn sie bis zum Sieden erhitzt werden. Auch Gold- und Platinchlorid, Palladiumchlorür werden von ihm nicht zersetzt. Nur in den Lösungen von $HgCl_2$, $CuCl_2$, $CuBr_2$ bewirkt es in der Siedhitze die Reduction auf HgCl, CuCl, CuBr. Es verhält sich daher hier wie Silber und tritt überhaupt bei niederer Temperatur wie ein edles Metall auf.

§ 3. Ich benutzte nun dasselbe bei gewöhnlicher Temperatur als Anode bei der Electrolyse der Lösungen, in welchen es indifferent ist, keinen Wasserstoff entwickelt. Es geht hier in den meisten Fällen eine Verbindung ein; diese ist aber

1) Vgl. Moissan, Le four électrique p. 206.

nicht eine seiner niederen Verbindungsstufen, sondern stets die höchste, die Chromsäure; gelbe Schlieren fallen von seiner Oberfläche herab.

Um quantitativ diese merkwürdige Thatsache festzustellen, benutzte ich ein einfaches Glasgefäss (vgl. Figur). Die Flüssigkeiten mit den Electroden befinden sich, voneinander getrennt, in den Röhren (*a* und *b*), welche in dem U-förmigen Verbindungsstück (*c*) eingeschliffen sind und unten durch aufgekittete dünne Thonplatten sich, wenn nöthig, schliessen lassen.



Die eine Röhre mit dem gewogenen Chromstück, sowie das Verbindungsglas wurden mit der Lösung des Salzes oder der Säure beschickt, während die andere Röhre mit der Platinkathode eine specifisch leichtere Flüssigkeit, meist die verdünntere Lösung des Salzes oder seiner Säure aufnahm. Neben diesem Gefässe wurde ein Silbervoltameter und ein Siemens'sches Galvanometer in den Strom einiger Accumulatoren aufgenommen. Nachdem letzterer eine genügende Zeit hindurchgegangen war, wurden das aufgelöste Chrom aus dem Verluste, sowie das gleichzeitig abgeschiedene Silber bestimmt.

In der Tab. I sind die Ergebnisse dieser Versuche zusammengestellt.

Tabelle I.

Salz	reduc. Ag	Verlust des Cr
[redacted]		

In allen Lösungen beträgt der Verlust der Chromanode etwas mehr, als dem reducirten Silber äquivalent ist und der Formel $Cr_{1/6}$ entspricht. Die letzte Columne der Tabelle giebt die aus dem Silbergewichte berechneten Verluste, indem als Atomgewicht des Chroms die Zahl 52,2 genommen wurde. Dieser Unterschied ist durch die Unreinheit des benutzten Chrommetalles bedingt. Es enthält nämlich 3,5 Proc. Eisen, etwa 0,1 Proc. Silicium und eine Spur Mangan, Stoffe, welche zum Theil aus dem zur Reduction verwendeten Aluminium stammen werden. Von Aluminium selbst ist das Chrom frei. Versetzt man die gelbe Lösung, welche bei der Electrolyse um die Anode sich gebildet hat, mit Ammoniak, so erhält man einen gelblichen Niederschlag, welcher die aufgelösten fremden Stoffe enthält. Für Nr. 8, die Lösung, welche etwa 2 Proc. Salzsäure enthielt, habe ich denselben näher untersucht. Er wurde mit den geschmolzenen Salzen $CO_3Na_2 + CO_3K_2$ behandelt, da Chromsäure von Eisenoxyd bei der Fällung durch NH_3 festgehalten und hierdurch erst entfernt wird. Der unlösliche Theil, welcher aus Fe_2O_3 wesentlich bestand, wog nach dem Auswaschen und Glühen 0,0169 g und enthielt also 0,0118 g Fe, welches äquivalent mit 0,0037 $Cr_{1/6}$ ist.

Wird von dem gefundenen Verluste der Anode	0,1293 g
diese Menge Fe abgezogen	0,0118
und zum Reste	0,1175 g
das dem Fe äquivalente $Cr_{1/6}$	0,0037
addirt, so erhält man	0,1212 g
oder nahezu den oben berechneten Verlust	0,1221

Der von der Anode aufgelöste Theil enthält daher 9,1 Proc. Eisen, oder fast dreimal soviel, als im gleichen Gewicht des Metalles sich findet.

Wie die Tab. I lehrt, entsteht in gewöhnlicher Temperatur an der Chromanode in den zwölf ersten Salzen, wie verschieden auch ihre Anionen sind, stets die höchste Oxydationsstufe, die Chromsäure.

Um dies zu erklären, kann man annehmen, dass die vom Strome ausgeschiedenen Anionen unter der Mitwirkung des Chroms das Lösungswasser zersetzen, indem sie sich mit dem Wasserstoff vereinigen, während Chrom mit dem Sauerstoff

Chromsäure bildet. Denn bei Abwesenheit des Chroms zerlegen nur Fluor und die Anionen der Sauerstoffsalze nach unseren electrochemischen Erfahrungen das Wasser. Das vom Strom abgeschiedene Chlor zersetzt dann dasselbe nur in verdünnten Lösungen und scheidet nur in geringer Menge Sauerstoff an der Anode aus. Brom und Cyan vermögen dies noch weniger.

Es wäre aber auch möglich, dass die Salzbildner hier mit dem Chrom direct die höchste Verbindungsstufe eingehen und diese dann durch Austausch mit dem Wasser die Wasserstoffverbindung und die Chromsäure erzeugen. Man wird gegen diese Auffassung einwenden, dass jene Verbindungen unbekannt, bis jetzt nicht dargestellt sind. Aber wir wissen, wie leicht sich die entsprechenden Verbindungen, die Chlor- und Fluorchromsäuren (CrO_2Cl_2 und CrO_2Fl_2) bilden, und dass diese mit dem Wasser sich sogleich in obiger Weise zersetzen.

Bei den Sauerstoffsalzen tritt nur der Sauerstoff mit dem Chrom in Vereinigung, während die Säure frei in der Lösung bleibt.

In der Lösung von JK und SCyK (Nr. 13 und 14) erscheinen die abgeschiedenen Anionen Jod und Schwefelcyan unverbunden, die Chromanode erleidet keinen Verlust. Dies gilt für die Lösung aller Jodmetalle, auch für diejenige des Jodwasserstoffs, was ich noch besonders festgestellt habe. Dieses Verhalten der Jodwasserstofflösung ist recht charakteristisch für das Chrom unter obigen Verhältnissen, da es die-

Wasserstoffentwickelung und sodann durch Umkehrung der Stromrichtung zur Anode, so fallen sogleich die gelben Schlieren herab. Oxydschichten, wie sie Chrom durch Glühen an der Luft annimmt, reducirt aber der Wasserstoff sogleich, lässt sie nicht bestehen.

§ 4. Um das electromotorische Verhalten des Chroms genauer festzustellen, wurde das nämliche Glasgefäss mit aufgekitteten dünnen Thonplatten benutzt. Die eine Röhre nahm die Salzlösung und das Metall, die andere eine Lösung von NO_3Ag mit einem Blech von chemisch reinem Silber auf, während das U-Gefäss eine specifisch schwerere Lösung von NO_3Na enthielt. In den Strom des so gewonnenen constanten galvanischen Elementes wurde der Widerstand von 30000 S.-E. nebst dem Siemens'schen Sinusgalvanometer aufgenommen. Die Sinus der Ablenkungswinkel können hier bei dem grossen Widerstand den electromotorischen Kräften proportional gesetzt werden. Durch Vergleichung mit einem Cadmiumnormalelement erfolgte die Zurückführung auf Volt.

Die Tab. II giebt die electromotorischen Kräfte für zwei Combinationen und einige Metalle, welche wir später gebrauchen werden.

Tabelle II.

Electromotorische Kräfte bei 5° C. der Combinationen:

a) $M/ClK(1)$, NO_3Na, $NO_3Ag(1)/Ag$.

b) $M/NO_3Na(1)$, NO_3Na, $NO_3Ag(1)/Ag$.

Anode	Combination a)		Combination b)	
Metall	Abl. des Galv.	Volt	Abl. des Galv.	Volt
amalg. Zink	sin 38,7°	1,534	sin 36,9°	1,473
Cadmium	„ 23,4	0,974	„ 21	0,879
Blei	„ 27,25	1,123		
Eisen	„ 22,9	0,955	„ 21,8	0,911
Zinn	„ 24,3	1,010	„ 21,2	0,887
Kupfer	„ 16,3	0,689	„ 11,5	0,489
Chrom	„ 0		„ 0	
Normalcadmiumelement:			„ 24,55	1,0194

Chrom giebt keine Ablenkung, wenn es als Anode gedient und nach Abspülung der Chromsäure durch destillirtes Wasser in die Combinationen gebracht wird. Hat es diese Behandlung vorher nicht erfahren, so erfolgt vielfach eine Ab-

lenkung durch dasselbe. Diese nimmt aber langsam ab. Die Abnahme wird beschleunigt, wenn man den Strom ohne den grossen Widerstand schliesst, und wird nach einiger Zeit Null. Wir kommen bei § 11 hierauf zurück.

Sind die Lösungen der freien Säuren so verdünnt, dass Chrom keine Wasserstoffentwickelung giebt, und werden sie statt ClK und NO_3Na in die Combinationen aufgenommen, so verhalten sie sich mit Chrom bei niederer Temperatur ebenso. Sind dieselben aber so stark, dass Chrom Wasserstoff entwickelt, so giebt die Combination bei Einschaltung von 30000 S.-E.: sin 25,5° oder 1,056 Volt und übertrifft diejenige mit Cadmium.

Die Combination Cr/JK, NO_3Na, NO_3Ag/Ag hat eine Stärke von sin 6° bis sin 10,5°, je nach der Concentration. Es rührt dies daher, dass diese Electrolyte, wie ich früher gezeigt[1]), zwischen inactiven Metallen electromotorische Kräfte von 0,22—0,44 Volt besitzen. Jod und Silber, welche beim leitenden Schluss der Combination frei werden, haben eine Lösungswärme, welche nicht unbeträchtlich ihre Verbindungswärme übersteigt.

§ 5. Es unterliegt keinem Zweifel, dass, wie schon bemerkt, die Bildung der Chromsäure eine nicht unbeträchtliche Wärmequelle abgiebt, wenn auch ihre Grösse noch nicht bestimmt ist. Ist das Chrom nicht Anode, so findet in den Lösungen der Tab. I keine Einwirkung auf dasselbe statt. Es äussert keine der Wärmeentwickelung entsprechende electromotorische Kraft und befindet sich in einem Zustande, den

ihrer Verbindungen eine ansehnliche, wenn auch noch nicht gemessene Wärmequelle abgiebt.[1]) Die gut leitende Kohle verdankt wahrscheinlich ebenfalls jenem Umstande ihr analoges electromotorisches Verhalten. Wir hätten dann hier eine chemisch bestimmt charakterisirte Klasse von Metallen, deren Verbindungsenergie vielleicht sich gar nicht in electrische umwandelt.

Um hierüber genauere Auskunft zu erhalten, habe ich durch jede der beiden Combinationen:

a) $Cr/ClK(1),\ NO_3Na,\ NO_3Ag(1)/Ag,$

b) $Cr/NO_3Na(1),\ NO_3Na,\ NO_3Ag(1)/Ag$

den Strom mehrerer Daniell'schen Elemente geleitet und die Gegenkraft, welche auf den Durchgang verwendet wird, bestimmt. Diese ohne Diaphragmen aufgebauten Daniell wurden bereits früher beschrieben.[2]) Die Messung geschah nach der Ohm'schen Methode am Sinusgalvanometer.

Bei der Temperatur 8° C. gaben 2 Dan.

bei Einschaltung von 598,08 S.-E.: sin 23°,

„ „ „ 288,59 S.-E.: sin 46,2,

daraus berechnet sich als electromotorische Kraft

$$2 \text{ Dan.}: 252 = 2 \times 126.$$

Als der Strom der beiden Daniell durch die Combination a) floss, wurde

bei Einschaltung von 298,59 S.-E.: sin 21°,

„ „ „ 99,48 S.-E.: sin 34,3

erhalten, daraus folgt die electromotorische Kraft

$$2 \text{ Dan.} - C = 200{,}96.$$

Daher beträgt die Gegenkraft C:

$$51{,}04 = \frac{51{,}04}{126{,}00} = 0{,}405 \text{ Dan.}$$

Als 4 Dan. benutzt wurden, ergab sich

$$4 \text{ Dan.}: 507{,}47 = 4 \times 126{,}87.$$

1) Sollte ich in Besitz derselben gelangen, so werde ich sie wie Chrom näher untersuchen. Auch Uran verdient eine Bearbeitung und stellt interessante Verhältnisse in Aussicht.

2) Zeitschr. f. physik. Chem. **10.** p. 602. 1892.

Ging der Strom derselben durch die Combination a), so w

$$4 \text{ Dan.} - C = 452{,}75$$

und daher

$$C = 53{,}72 = \frac{53{,}72}{126{,}87} = 0{,}424 \text{ Dan.}$$

gefunden.

Bei beiden Bestimmungen gab die Chromanode ş Chromsäure, kein Gasbläschen trat an ihr auf.

Es wurden nun die letzten Messungen wiederholt, n dem das Chrom durch ein dünnes Blech von reinem P ersetzt war, an dem Chlor in freiem Zustande sich entwick Hier wurde erhalten:

$$4 \text{ Dan.} - C' = 440{,}2,$$

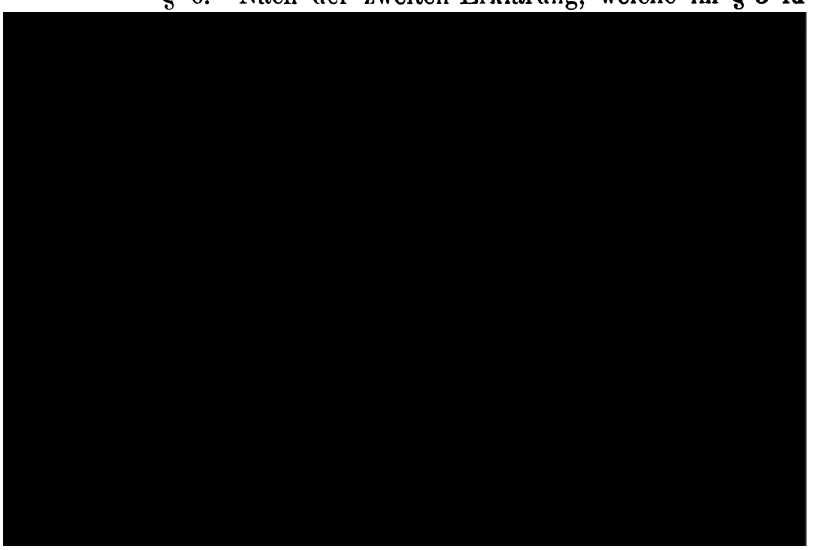
daher

$$C' = 67{,}27 = \frac{67{,}27}{126{,}87} = 0{,}530 \text{ Dan.}$$

Ohne Zweifel würde der Unterschied der Gegenkräfte Combinationen mit den Anoden Cr und Pt, von welchen erstere das Chlor bindet, die letztere nicht, kleiner ausgef sein, wenn das Chrom chemisch rein, frei von Eisen gew wäre. Es wird Interesse haben, die Bestimmungen mit solc Materiale zu wiederholen.

Bei der Combination *b* ergaben analoge Messungen 2 Dan. die Gegenkräfte 0,427 Dan. und 0,502 Dan., je n dem Cr oder Pt die Anode bildeten.

§ 6. Nach der zweiten Erklärung, welche im § 3 fü



Raume des Tiegels nahm, nachdem es geschmolzen war, das gewogene Chromstück auf. Letzteres war an einem Platindraht so aufgehängt, dass dieser nicht mit dem Inhalt des Tiegels in Berührung kam. Beim geschmolzenen $ZnCl_2$ wurde als Kathode ein Platinblech eingetaucht, an dem sich das Zink ausschied.

Ein ganz anderes Resultat, als das erwartete, stellte sich ein. Die ausgeschiedenen Anionen jener Salze bildeten jetzt mit dem Chrom die niedrigste Verbindungsstufe: das Chrom erfuhr einen dreimal so grossen Verlust, als oben bei der Electrolyse ihrer Lösungen, wie die Tab. III lehrt:

Tabelle III.

	Salze geschmolzen	reduc. Ag	Verlust des Chroms gefunden	Verlust des Chroms ber. als $Cr_{1/2}$
Nr. 1.	ClK + ClNa	0,4659	0,1157	0,1126
„ 2.	BrK	0,6997	0,1703	0,1692
„ 3.	JK	0,4820	0,1321	0,1165
„ 4.	Cl_2Zn	0,0726	0,0183	0,0176
„ 5.	Cl_2Zn	0,5443	0,1356	0,1316

Da die Luft bei diesen Versuchen ungehinderten Zutritt hat, so wurden die entstehenden Chromsalze grün gefärbt, indem sie sich theilweise höher oxydirten.

Im geschmolzenen CyK verband sich das Cyan nur zum Theil mit dem Chrom, ein anderer Theil entwich als Gas.

Das leicht schmelzbare Rhodankalium verhält sich hier wie in der Lösung: das ausgeschiedene Schwefelcyan verbindet sich nicht mit dem Chrom.

§ 7. Dieses veränderte Verhalten des Chroms als Anode steht in engstem Zusammenhang mit der Thatsache, dass die Salze des § 2, welche unser Metall in ihren Lösungen nicht zersetzt, von ihm reducirt werden, wenn sie geschmolzen die höhere Temperatur angenommen haben. Hiervon habe ich mich überzeugt bei den geschmolzenen Verbindungen: $CdCl_2$, $CdBr_2$, CdJ_2, CuCl, AgCl, $PbCl_2$ u. a. Es entsteht jedesmal die niedrigste Verbindungsstufe des Chroms, welche durch den Zutritt des Sauerstoffs der Luft eine grüne Färbung annimmt.

§ 8. Bei vielen Salzen tritt diese Aenderung im Verhalten des Chroms schon in der wässerigen Lösung bei mehr oder weniger erhöhter Temperatur ein.

Am auffallendsten erfolgt sie bei den Wasserstoffverbindungen der Halogene, wie sie § 1 geschildert wurde. In den stärkeren Lösungen derselben bildet sich die niedrigste Verbindungsstufe des Chroms mit und ohne Strom schon bei gewöhnlicher Temperatur; in den verdünnteren ist eine Erhöhung nöthig, die aber nirgends die Siedhitze überschreitet. Man erkennt hierbei deutlich, dass, solange eine gewisse Temperatur, welche um so höher ist, je verdünnter die Lösung nicht erreicht ist, das Chrom indifferent bleibt. Mit Eintritt derselben erfolgt dann plötzlich stürmisch die Wasserstoffentwickelung und die Auflösung als niedrigste Verbindungsstufe.

In den Lösungen von ClK, ClNa, $ClNH_4$, Cl_2Ba, Cl_2Ca welche ich untersucht, und wahrscheinlich in den Lösungen der Chlorverbindungen aller Alkali- und alkalischen Erdmetalle tritt der Wechsel im Verhalten des Chroms, wenn es Anode ist, schon in der Nähe der Siedetemperatur ein. Durch einen einfachen Versuch, der sich für die Vorlesung eignet, lässt sich diese Aenderung hier darlegen. Solange die Temperatur der Salzlösung niedrig ist, fallen gelbgefärbte Schlieren von der Chromanode herab. Nähert sich die Flüssigkeit der Siedhitze, so ändert sich die Farbe, und bläulich grüne Streifen treten auf.

Zur quantitativen Bestimmung enthielt der eine Schenkel

Tabelle IV.

Chrom als Anode bei 100° C.

	gelöstes Salz	reduc. Ag	Verlust des Cr gefunden	Verlust des Cr ber. als $Cr_{1/2}$
Nr. 1.	$BaCl_2$	0,2561	0,06305	0,06193
„ 2.	NH_4Cl	0,3319	0,0795	0,0802

Die Brom—Cyan—Fluor—Salze geben in der Siedhitze noch gelbe Chromsäure, wie die Tab. V zeigt:

Tabelle V.

Chrom als Anode bei 100° C.

	gelöstes Salzes	reduc. Ag	Verlust des Cr gefunden	Verlust des Cr ber. als $Cr_{1/6}$
Nr. 1.	BrK	0,1855	0,01625	0,01495
„ 2.	CyK	0,3329	0,0275	0,0268
„ 3.	FlK	0,1428	0,0131	0,0115

Bei den Jodverbindungen der Alkalimetalle wird noch nicht in den Lösungen bei 100° C. alles ausgeschiedene Jod von der Chromanode zu Jodür gebunden; ein Theil wird frei, wie in niederer Temperatur. Dies zeigt sich deutlich an der Färbung der Schlieren und wird bestätigt von den beiden quantitativen Bestimmungen der Tab. VI.

Tabelle VI.

Chrom als Anode bei 100° C.

	gelöstes Salz	reduc. Ag	Verlust des Cr gefunden	Verlust des Cr ber. als $Cr_{1/2}$
Nr. 1.	JK	0,2747	0,0385	0,0664
„ 2.	JK	0,2617	0,0431	0,0633

In den Lösungen der Chlorsalze der Metalle der Magnesiumgruppe giebt Chrom als Anode, soweit meine Untersuchung geht, bei 100° C. noch Chromsäure. Eine höhere Temperatur ist hier für den Wechsel erforderlich.

Sehr gut lässt sich dieses beim Chlorzink verfolgen, das bekanntlich ausserordentlich leicht löslich in der Wärme ist. Durch fortgesetztes Eindampfen kann man den Siedepunkt seiner Lösung beliebig steigern und stetig bis zum Schmelzpunkt des wasserfreien Salzes erhöhen. Solange die Lösung des Zinkchlorid unterhalb 130° C. bleibt, bildet das Chrom als Anode Chromsäure; die Umgebung desselben färbt sich

gelb. Oberhalb dieser Temperatur entsteht Chromchlorür, grüne Färbung stellt sich ein. Ich habe im letzten Falle eine quantitative Bestimmung gemacht, die bereits unter Nr. 5 in die Tab. III aufgenommen ist. Dem benutzten Zinkchlorid war Zinkoxyd zugesetzt, um freie Salzsäure sicher auszuschliessen.

Dem Chlorzink ähnlich verhielt sich Chlormagnesium. Die Lösungen, welche unter 105° C. sieden, gaben hier noch gelbe Chromsäure. Erst bei 107° C. entstanden grüne Schlieren.

Auch die Chlorverbindungen der leichter reducirbaren Metalle von § 2, welche in der Siedhitze von Chrom nicht zersetzt werden, geben in dieser Temperatur an der Anode, wie in niederer, Chromsäure. Als Belege mögen dienen:

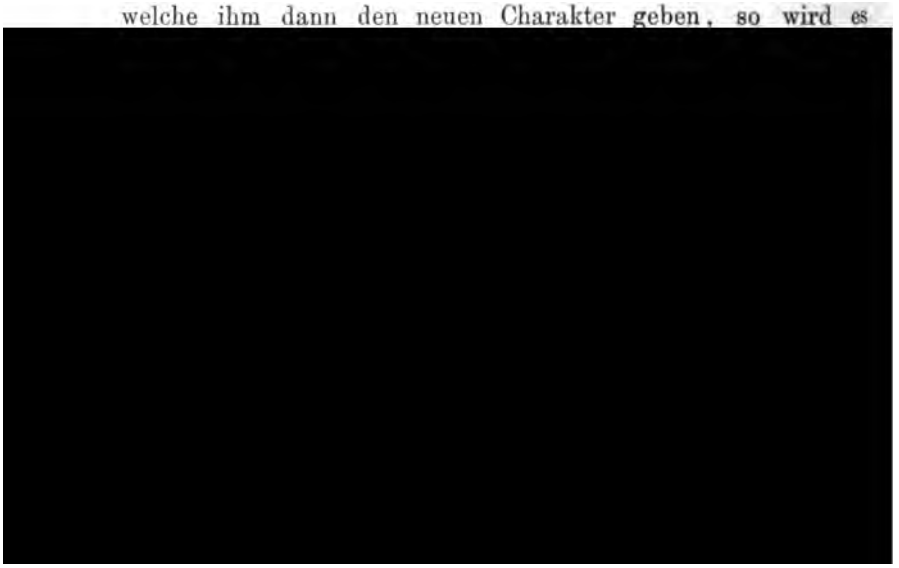
Tabelle VII.

Chrom als Anode bei 100° C.

	gelöstes Salz	reduc. Ag	Verlust des Cr gefunden	Verlust des Cr ber. als $Cr_{1/6}$
Nr. 1.	$CdCl_2$	0,3848	0,0340	0,0310
„ 2.	$CuCl_2$	1,6470	0,1394	0,13275

§ 9. Die Bildung der Chromsäure geht parallel mit dem Unvermögen des Chrom, die Reduction der leicht zersetzbaren Metalle nach § 2 zu bewirken.

Befindet sich jedoch das Chrom bei der Siedhitze gleichzeitig in Berührung mit einem der Salze ClK, ClNa etc., welche ihm dann den neuen Charakter geben, so wird es



Die Salze, welche in der Siedehitze bei der Electrolyse noch Chromsäure geben, haben diese Wirkung nicht.

Die Salze $CdCl_2$, $PbCl_2$ werden bei Zusatz von ClK etc. in der Siedhitze von Chrom noch nicht reducirt.

Wenn man die Lösung eines der Salze ClK etc. unter Zusatz eines leicht reducirbaren, z. B. $CuCl_2$, mit Chrom als Anode der Electrolyse in der Siedhitze unterwirft, so scheidet sich an der Anode rothes Kupfer aus. Der Verlust, welchen das Chrom jetzt erleidet, ist nicht unbeträchtlich grösser, als dem gleichzeitig reducirten Silber nach der Formel $Cr_{1/2}$ entspricht, da zur Electrolyse der Reductionsvorgang sich gesellt.

Chrom als Anode bei 100° C.

gelöstes Salz	reduc. Ag	Verlust des Cr gefunden	ber. als $Cr_{1/2}$
ClK u. etwas $CuCl_2$	0,9127	0,2411	0,2207

Erhitzt man Chrom in einer verdünnten Lösung von ClH unter Zusatz von etwas $CuCl_2$ etc., so erfolgt neben der Entwickelung des Wasserstoffs die Abscheidung des Metalles, aber beides verhältnissmässig langsam. Erhitzt man aber die verdünnte Salzsäure nur mit Chrom, bis lebhafte Wasserstoffentwickelung eintritt, und setzt jetzt die Lösung von $CuCl_2$ etc. hinzu, so erfolgt die Reduction viel rascher. Hier wird auch das Bleisalz zersetzt, nicht aber noch das des Cadmium.

§ 10. Indem das Chrom unter den mitgetheilten Verhältnissen chemisch activ wird, ändert es, wie zu erwarten, seine Stellung in der Spannungsreihe. Diese Aenderung erfolgt nicht plötzlich in der Nähe der Siedhitze, sondern geht stetig mit der Erhöhung der Temperatur vor sich.

Es wurde das Glasgefäss mit der Combination a)

$$Cr/ClK(1).\ NO_3Na,\ NO_3Ag(1)/Ag$$

im Wasserbade erhitzt und die electromotorische Kraft bei den wachsenden Temperaturen, wie früher, unter Aufnahme von 30000 S.-E. und des Sinusgalvanometers bestimmt. Folgende Ablenkungen wurden erhalten:

Temperatur	6°	30°	40°	50°	60°	70°	80°	85°	100°	
Sinus	1	8	16,5	20,5	22,2	22,7	23.2	24	24,2 = 1,006	V.

Je verdünnter die Lösung des ClK, desto höher ist die Temperatur, bei welcher eine stärkere Aenderung erfolgt. Als

obige Lösung durch Zusatz von Wasser auf das sechsfach Volumen gebracht war und in der Combination erwärmt wurde ergaben sich folgende Zahlen:

Temperatur	10°	45°	65°	72°	74°	76°	79°	86°	89°
Sinus	0,2	1,2	2	5	10	15	18	19	21

Ganz anders ist bekanntlich das Verhalten der gewöhnlichen Metalle, welche in der Combination a) nur wenig ihre electromotorische Kraft im Temperaturintervall 0—100° ändern. Ich lasse, um den Unterschied darzulegen, zum Vergleich mit Tab. II einige Bestimmungen folgen.

Tabelle VIII.

Electromotorische Kräfte der Combination a) bei 100° C.

Metall	Sinus	Volt
amalg. Zink	38,25°	1,539
Cadmium	25,9	1,072
Kupfer	18,5	0,778

Bei fallender Temperatur lassen sich obige Bestimmungen mit Chrom nicht machen, da der Zustand, welchen es bei höherer Temperatur annimmt, nicht sogleich, wie im nächsten Paragraphen näher erörtert werden wird, verschwindet.

Die Combination a) mit Chrom verhielt sich, nachdem die Lösung von ClK durch eine von 2 Proc. Salzsäure ersetzt war, beim Erwärmen im Wasserbade ähnlich. Bei 55° C. trat bereits lebhafte Wasserstoffentwickelung ein und sin 26,8° = 1,106 V. wurde am Galvanometer abgelesen. Diese Ablenkung blieb, als die Temperatur weiter bis 100° C. stieg,

In den geschmolzenen Halogensalzen hat das Chrom selbstverständlich ebenfalls eine grosse electromotorische Kraft, ist activ und nimmt die entsprechende Stelle in der Spannungsreihe ein. In folgender Weise liess sich leicht ein constantes Element aus geschmolzenem ClK + ClNa bilden. Der Kopf einer kleinen irdenen Pfeife wurde soweit entfernt, dass nur eine Schale für die Aufnahme von etwas ClAg übrig blieb. In letzteres taucht ein Platin- oder Silberdraht, welcher, von der Röhre des Pfeifchens umgeben, die Verbindung nach aussen vermittelte. Ein Chromstück und die Schale mit ClAg wurden in das geschmolzene Salz getaucht und gaben mit 30000 S.-E. am Galvanometer: sin 24,6°.

In den Lösungen der Salze, welche bei 100° C. während der Electrolyse an der Chromanode noch Chromsäure geben, welche aber bei etwas weiter gesteigerter Temperatur, wie die Chlorverbindungen der untersuchten Metalle der Magnesiumgruppe, Chromchlorür erzeugen, nimmt das Chrom in dem Intervall 0—100° C. stetig grössere electromotorische Kräfte an, erreichte aber nicht den Werth, welcher bei ClK erhalten wurde.

Es giebt endlich Halogensalze, in deren Lösung das Chrom innerhalb des Intervalles 0—100° C. ganz unverändert inactiv bleibt und keine grössere electromotorische Kraft annimmt. So verhält es sich in der Lösung von BrK und der Chlorverbindungen der leicht reducirbaren Metalle, von denen ich $CuCl_2$, $PdCl_2$ untersucht habe.

Um über die Temperatur, bei welcher das Chrom in diesen letztgenannten Salzlösungen activ wird und dieselben reducirt, etwas Näheres zu erfahren, habe ich einige derselben mit Chromstückchen in dickwandige Glasröhrchen eingeschmolzen und über 100° C. erhitzt. Die Lösung von SO_4Cu zeigte sich noch unverändert, nachdem sie in der Temperatur 225° C. gewesen war. Dagegen enthielt die gleichzeitig erhitzte Lösung von $CuCl_2$ zahlreiche rothe Cu-Theilchen. Die Lösung von $PdCl_2$ zeigte schon schwarze Metallabscheidungen, als sie die Temperatur 195° C. erfahren hatte.

§ 11. Von grossem Interesse ist noch die Thatsache, dass Chrom den activen Charakter, den es in Berührung mit geschmolzenen oder siedend heissen Chlorsalzen annimmt, nach

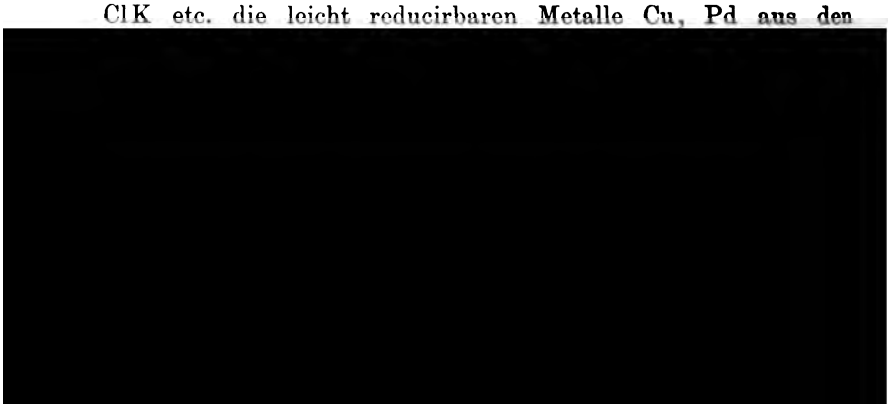
der Trennung nicht sogleich verliert, sondern bei gewöhnlicher Temperatur eine Zeit lang behält.

Lässt man die Combination a, Cr/ClK, NO_3Na, NO_3Ag/Ag aus der Siedhitze erkalten, während in den Strom die 30000 S.-E. und das Sinusgalvanometer eingeschaltet sind, so bleibt die grosse Ablenkung bis zur gewöhnlichen Temperatur oft unverändert bestehen.

Weit beständiger wird der active Zustand, wenn man das Chrom einige Minuten bei noch höherer Temperatur mit Chlorsalzen in Berührung bringt. Ich tauche dasselbe gewöhnlich in geschmolzenes $ZnCl_2$ unter. Nach dem Herausziehen wird es in destillirtes Wasser geworfen, getrocknet und in die Combination gebracht. Sind in dem Strom 30000 S.-E. und das Sinusgalvanometer, so beobachtet man meist dieselbe Ablenkung wie bei 100° C.

Diese electromotorische Kraft nimmt hier langsam ab. Die Abnahme wird sehr beschleunigt, wenn man den eingeschalteten Widerstand verringert; nach Entfernung desselben geht es rasch in den inactiven Zustand, wie er in den ersten Paragraphen beschrieben ist. Noch schneller erfolgt dies, wenn Chrom zur Anode eines durchgeleiteten stärkeren Stromes gemacht wird; es entsteht daher stets an demselben die gelbe Chromsäure.

Dient das in geschmolzenem $ZnCl_2$ activ gewordene Chrom nicht als Anode, so bewahrt es diesen Zustand sehr lange. Er äussert sich auch dadurch, dass Chrom dann allein ohne ClK etc. die leicht reducirbaren Metalle Cu, Pd aus den



Dasselbe erfolgt bei der Electrolyse von geschmolzenen Sauerstoffsalzen:

Chromals Anode.

geschmolz. Salz	reduc. Ag	Verlust der Anode gefunden	ber. $Cr_{1/6}$
$SO_4Na_2 + SO_4Mg$	0,3243	0,0263	0,0261
$NO_3K + NO_3Na$	0,1253	0,0115	0,0101

Von den Sauerstoffsäuren, welche nach § 1 ganz indifferent gegen Chrom sind, lässt sich die Phosphorsäure in ihrer Lösung durch Eindampfen in der Temperatur sehr hoch steigern. Ich habe sie in einer Platinschale bis 300° C. erhitzt und vom Chrom, welches als Anode eines durchgeleiteten Stromes diente, in allen Temperaturen Chromsäure erhalten.

Mit diesem Verhalten steht in Einklang die Thatsache, dass die Combinationen

b) $Cr/NO_3Na(1),\ NO_3Na,\ NO_3Ag(1)/Ag$
c) $Cr/SO_4K_2,\ NO_3Na,\ NO_3Ag/Ag$

die electromotorische Kraft so gut wie unverändert in ihrer Kleinheit beim Erhitzen bis 100° C. bewahren.

Auch in den geschmolzenen Sauerstoffsalzen wird Chrom nicht activ. Die Combination: Cr/geschmolzen $(NO_3Na + NO_3K)$, ClAg/Ag zeigte keine bestimmte Ablenkung am Sinusgalvanometer mit 30000 S. = E. Die Nadel schwankte zwischen $\pm 1{,}5°$.

Ist Chrom durch Einlegen in geschmolzenes $ZnCl_2$ activ geworden und wird es nach dem Erkalten und Abspülen in obige Combinationen b) und c) der Lösungen von Sauerstoffsalzen gebracht, so erhält man bei Einhaltung von 30000 S. = E. am Sinusgalvanometer zuerst: sin 22,5°. Solange die Stromstärke durch den grossen Widerstand klein bleibt, ist die Abnahme der Ablenkung eine langsame; sie betrug z. B. noch nach 6 Minuten sin 20°. Wird der Widerstand aber entfernt, so verschwindet der active Zustand rasch, wie für die Combination a) in § 11 beschrieben ist.

Die Combination b) habe ich benutzt, um einige weitere Aufklärungen über die electromotorischen Zustände des Chroms zu erhalten.

Es scheint, dass der active Zustand unseres Metalles sein ursprünglicher ist. Zu diesem Schlusse führen nämlich folgende Erfahrungen.

Chrom, welches als Anode eines stärkeren Stromes b
gewöhnlicher Temperatur gedient und Chromsäure gebildet ha
ist, wie oben erörtert, electromotorisch inactiv und giebt nac
sorgfältiger Abspülung mit destillirtem Wasser in die Comb
nation b) aufgenommen, keine Ablenkung des Galvanometer
Erzeugt man nun an einem solchen Stück, während es in de
Luft sich befindet, eine frische Bruchfläche und bringt es m
derselben in die Combination bei Einschaltung von 30000 S.-E
so erhält man Ablenkungen $>$ sin 20°, die aber so rasc
abnehmen, dass eine genaue Einstellung der Nadel nicl
möglich ist.

Ganz besonders schnell wird wieder die Abnahme nac
Entfernung des Widerstandes. Diese Veränderungen erfolge
hier unvergleichlich schneller als am Chrom, welches durc
Einlegen in geschmolzenes $ZnCl_2$ activ geworden ist.

An der Luft nimmt die Activität der frischen Bruchfläch
nur langsam ab. Als dieselbe nach der Gewinnung einen Ta
gelegen und nun in die Combination gebracht wurde, konnt
ich noch eine Ablenkung $>$ sin 15° feststellen.

Der active Zustand, den Chrom in geschmolzenem ZnCl
annimmt, erhält sich an der Luft noch länger. So fand ic
für ein Stück, welches 17 Stunden gelegen, zuerst sin 15° un
nach 48 Stunden noch sin 14°.

§ 13. Chrom, welches gegen die Lösungen von Aetzka
und Natron, wie im § 1 angegeben, ganz indifferent selbst i
der Siedhitze bleibt, äussert in der Combination, welche die

den Strom von 2 Daniellementen aufgenommen wurde. Während in den früher (§ 5) benutzten Combinationen a) und b) ein Theil der electromotorischen Kraft der Daniell für den Durchgang verbraucht wurde und daher dieselbe vermindert erschien, trat hier eine Vergrösserung ein. Es wurde gefunden:

$$\begin{aligned} 2\ \text{Dan.} + C &= 298.17 \\ 2\ \text{Dan} &= 255.76 \\ \text{Daher } C &= 42.41 = 0.332\ \text{Dan.} \end{aligned}$$

Zur Bildung der Chromsäure gesellt sich die Vereinigung derselben mit dem Natron als Wärmequelle.

Der Zustand, welchen das Chrom bei Berührung mit der Lösung der caustischen Alkalien annimmt, besteht nach der Trennung ebenfalls einige Zeit fort. Als es in der kochenden Lösung gelegen hatte, gab es nach dem Erkalten und der Abspülung in der Combination b) des vorigen Paragraphen mit 30000 S.-E. am Galvanometer: sin 13°, und als es in derselben Lösung von gewöhnlicher Temperatur gewesen war: sin 10°.

§ 14. Unter den bis jetzt beschriebenen Bedingungen bildete das metallische Chrom stets entweder die höchste oder die niedrigste Verbindungsstufe. Die mittlere wird erhalten, wenn man Lösungen von Chlormetallen in Alcohol absolutus mit Chrom als Anode der Electrolyse bei gewöhnlicher Temperatur unterwirft. Es diente mir eine starke Lösung von $ZnCl_2$, welche mit einem Platinblech als Kathode in einem Becherglase sich befand. Die Flüssigkeit leitet, wie ich aus meinen Arbeiten über die Wanderungen der Ionen wusste, sehr schlecht. 20 Accumulatoren schieden in 15 bez. 30 Minuten die Quantitäten der Tabelle aus. Da der Strom den Alkohol sehr stark erwärmt und leicht zum Kochen bringt, so muss für Abkühlung gesorgt werden.

Tabelle IX.

Electrolyse einer alkoholischen Lösung.

Salz	reduc. Ag	Verlust des Cr	
		gefunden	ber. als Cr_3
$ZnCl_2$	0,2249	0,0389	0,0363
$ZnCl_2$	0,3117	0,04915	0,0502

Es entsteht hier $CrCl_3$, welches löslich ist und die Flüssigkeit schön grün färbt.

Die Lösungen der Jodmetalle in Alcohol absolutus (J_2Cd wurde von mir benutzt) verhalten sich wie die wässerigen. Jod scheidet sich unverbunden ab, die Chromanode erleidet keinen Verlust.

Als Chrom, welches zu diesen Bestimmungen gedient hatte, nach der Abspülung mit Alkohol und Wasser, sowie dem Trocknen mittels Löschpapier in die Combination b) mit 30000 S.-E. gebracht wurde, gab es sin 6°. Die Ablenkung nahm wie in den früheren Fällen sogleich ab.

§ 15. In der Beschreibung des Verhaltens des Chroms bin ich im wesentlichen dem Gange gefolgt, welchen meine Untersuchung genommen hatte, und theilte die mit den einfachsten Mitteln gewonnenen Thatsachen, unbeeinflusst von einer Theorie, mit. Es wird zweckmässig sein, in einem Rückblicke die Erfahrungen kurz zusammenzufassen und zu einigen Schlüssen zu benutzen.

Chrom als Anode kann je nach der Temperatur und dem Lösungsmittel bei demselben Electrolyten jede seiner drei Verbindungsstufen bilden; seine Oberfläche befindet sich dabei in verschiedenen Zuständen, welche nach der Trennung eine gewisse Zeit hindurch sich erhalten.

Am stabilsten erscheint bei gewöhnlicher Temperatur der electromotorisch inactive Zustand. Dieser ist schon lange beim Eisen bekannt und wird hier gewöhnlich als passiver bezeichnet. Gegenwärtig gilt mit Recht für dieses Metall als festgestellt, dass seine Passivität durch eine dünne, vom Auge meist nicht erkennbare Oxydhaut bedingt wird.

Ich halte es nicht für möglich, dass ein ähnlicher Ueberzug den inactiven Zustand des Chroms bedingt.

Es ist zwar richtig, dass das in der Glühhitze angelaufene Chrom in der Combination b) electromotorisch sich ebenso wie das mit rein metallischer Oberfläche verhält. Allein folgende Verhältnisse widersprechen jener Annahme meines Erachtens ganz entschieden.

Das Chrom bildet, wesentlich abweichend vom Eisen, im inactiven Zustande als Anode in wässeriger Salzlösung eine bestimmte chemische Verbindung, die Chromsäure, welche sich auflöst. Dabei erneuert sich also seine Oberfläche, die glänzend metallisch bleibt, und fortwährend gelangen Theilchen

aus seinem Innern in dieselbe. Wäre nun ein unsichtbares Oxydhäutchen die Ursache seines unverändert bleibenden inactiven Zustandes, so müsste dasselbe ununterbrochen abgestossen und neu erzeugt werden. Der Verlust des Chroms könnte nicht dem Faraday'schen Gesetz und der Formel $Cr_{/6}$ entsprechen, sondern müsste grösser sein, da neben der Electrolyse die Bildung der Oxydhaut vor sich geht.

Auch folgende Erfahrung spricht gegen die Existenz eines unsichtbaren Oxydhäutchens. Als Chrom in der Lösung von ClH abwechselnd zur Kathode und Anode gemacht wurde, hätte der Wasserstoff das Oxyd entfernen müssen. Dann wäre aber das Metall activ geworden, und bei der Umkehrung der Stromrichtung wäre statt Chromsäure Chromchlorür entstanden.

Endlich spricht das Verhalten, welches Chrom als Anode in den wässerigen Lösungen der Jodsalze zeigt, gegen das Vorhandensein eines Oxydhäutchens. Wie wir gesehen, wird Jod hier frei abgeschieden, und Chrom erfährt keinen Verlust an Gewicht. Ich habe das Chrom, welches bei der Electrolyse eines Jodsalzes als Anode dienen sollte, vorher durch Einlegen in geschmolzenes $ZnCl_2$ activ gemacht. Es erschien aber nach der Electrolyse inactiv, obgleich Sauerstoff an derselben sich nicht betheiligt hatte.

Daher haben wir beim Chrom ein electromotorisches Verhalten, wie es früher von manchem Forscher irrthümlich beim Eisen angenommen worden ist.

In den drei Zuständen zeigt unser Metall so verschiedene Eigenschaften, wie sie sonst nur verschiedene Metalle besitzen.

Im inactiven Zustande ist es ein edles Metall, reducirt kein anderes Metall aus der Lösung seiner Salze und steht am Ende der Spannungsreihe beim electronegativen Platin. Befindet es sich dagegen in dem Zustande, welchen es bei der Bildung seiner electrolytischen niedrigsten Verbindungsstufe hat, so nimmt es unmittelbar hinter dem Zink in der Spannungsreihe Stellung und verdrängt die Metalle, welche electronegativer sind, aus ihren Salzen. Es bindet als Anode bei gleichem Gewicht eine dreimal so grosse Menge des Anions, als es im inactiven aufnimmt.

Hat es endlich den Zustand, bei welchem es die mittlere

Verbindungsstufe giebt, so liegen seine Eigenschaften zwischen den angegebenen.

Im inactiven Zustande verbindet es sich nicht mit freiem Jod, selbst wenn dieses in statu nascendi ist. Im activen entzieht es das Jod dem Wasserstoff und vereinigt sich damit.

Da wir gegenwärtig noch keine befriedigende Vorstellung von dem Wesen einer chemischen Verbindung und einer electromotorischen Kraft besitzen, so müssen wir auf eine Erklärung verzichten. Aber von Nutzen für die Gewinnung einer Theorie wird künftig die Kenntniss der Umstände sein, welche den Wechsel jener Zustände des Chroms veranlassen.

Nach den im § 12 besprochenen Erfahrungen scheint der active Zustand, welchen Chrom bei der Bildung der niedrigsten Verbindungsstufe hat, der ursprüngliche zu sein, da eine frisch hergestellte Bruchfläche ihn besitzt. Er ändert sich aber an der Luft in gewöhnlicher Temperatur langsam und geht in den inactiven über.

Dieser Wechsel erfolgt schneller, wenn unser Metall als Anode eines electrischen Stromes mit den austretenden Anionen in Berührung kommt, und zwar um so rascher, je stärker der Strom, je grösser also die ausgeschiedene Menge der Anionen ist.

Der inactive Zustand ist soweit meine jetzige Erfahrung reicht, in niederer Temperatur an der Luft wie in den Salzlösungen beständig. Die Steigerung der Temperatur bringt aber in letzteren den activen in vielen Fällen zurück.

Magnesiumgruppe und zuletzt der leicht reducirbaren Metalle. Dieser Einfluss des Kation auf die Höhe der Temperatur, bei welcher der Wechsel erfolgt, ist recht auffallend und beachtenswerth.

Der active Zustand, welcher so wiedergewonnen wird, bleibt nach der Trennung und Erkaltung eine Zeit lang bestehen und scheint um so haltbarer zu sein, je höher die Temperatur des Wechsels war.

Die Sauerstoffsalze sind mit Ausnahme der Säuren SO_4H_2 und $C_2O_4H_2$ nicht im Stande, der Chromanode den activen Zustand wiederzugeben, wohl weil der vom Strome abgeschiedene Sauerstoff stets die Bildung der Chromsäure veranlasst.

(Eingegangen 20. März 1898.)

7. *Physikalisch-chemische Studien am Normalelement von Weston; von Ph. Kohnstamm und Ernst Cohen.*

1. Die grossen Unbequemlichkeiten, zu welchen der bedeutende Temperaturcoefficient des Clarkelementes führt, veranlassten vor einiger Zeit Jaeger u. Wachsmuth, Versuche über die Herstellung eines Elementes anzustellen, das einen geringeren Temperaturcoefficienten besitzt, im übrigen aber die guten Eigenschaften des Clarkelementes aufweist.[1])

Sie fanden, dass das Normalelement von Weston, welches betrachtet werden kann als ein Clarkelement, in welchem Zink durch Cadmium ersetzt worden ist, in jeder Hinsicht den gestellten Anforderungen entspricht.

Bei 20° C. besitzt dieses Element eine electromotorische Kraft:

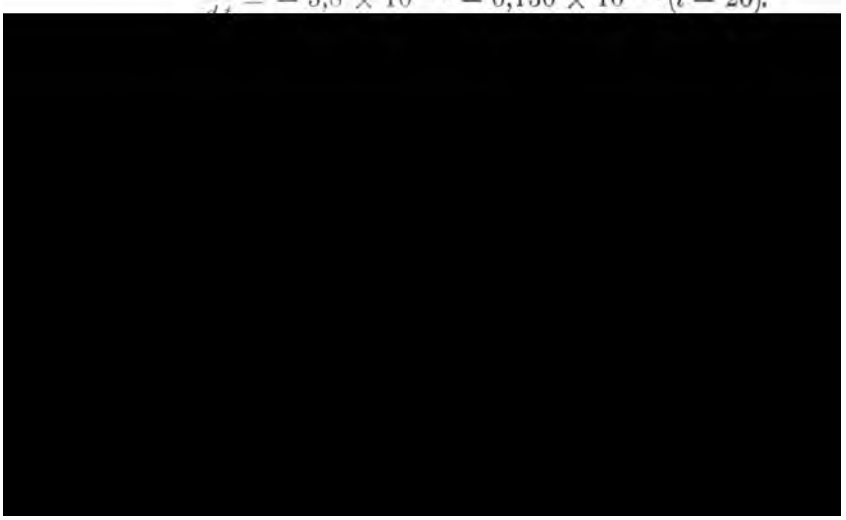
$$E_{20} = 1{,}019_0 \text{ int. Volt.}$$

Die ausgeführten Messungen lieferten ferner das Resultat, dass:

(I) $E_t = E_{20} - 3{,}8 \times 10^{-5}(t - 20) - 0{,}065 \times 10^{-5}(t - 20)$

Der Temperaturcoefficient bei t^0 ist somit:

$$\frac{dE}{dt} = -3{,}8 \times 10^{-5} - 0{,}130 \times 10^{-5}(t - 20).$$



Beim Erwärmen auf Zimmertemperatur zeigen aber auch diese Elemente wieder die normale electromotorische Kraft.

Der Bereich der Formel (I) ist daher vorläufig auf die Temperaturen 25° bis oberhalb (1)5° zu beschränken."

3. Im Nachstehenden geben wir eine Beschreibung der Untersuchung, welche wir zur Auffindung der Gründe für die constatirten Abweichungen ausführten.

Es erschien eine solche um so mehr gerechtfertigt, weil einerseits die von Jaeger u. Wachsmuth gefundene Diskrepanz vielleicht der Einführung des Westonelementes im Wege stehen könnte, andererseits aber dieses Element mit seinem etwa 20 Mal kleineren Temperaturcoefficienten dem Clarkelement gegenüber grosse Vortheile bietet. Es üben ja Temperaturschwankungen von mehreren Graden erst einen Einfluss in den hundertsten Procenten aus, sodass der Gebrauch von Thermostaten in den meisten Fällen unnöthig wird.[1]) Ausserdem aber folgt die electromotorische Kraft des Westonelementes der Temperatur bedeutend schneller als diejenige des Clarkelementes.[2])

4. Die electromotorische Kraft des Normalcadmiumsulfatelementes ist eine Function der Löslichkeit des Cadmiumsulfates; es ist somit der Temperaturcoefficient der electromotorischen Kraft eine Function des Temperaturcoefficienten der Löslichkeit dieses Salzes.

Wo nun nach Jaeger u. Wachsmuth der Temperaturcoefficient der electromotorischen Kraft dieses Elementes zwischen bestimmten Temperaturen grosse Abweichungen von dem normalen Verlauf aufwies, so konnten wir auf Grund der Untersuchungen von Cohen u. Bredig[3]) vermuthen, dass der

1) Jaeger u. Wachsmuth, l. c. p. 584.

2) H. L. Callendar u. H. T. Barnes beschreiben (Proc. of the Roy. Soc. Oct. 1897. p. 117) eine Form des Clarkelementes, welche schon nach 10 Minuten die electromotorische Kraft annimmt, welche mit der dieser zugehörigen Temperatur correspondirt. Dieser Effect wird dadurch erzielt, dass in den „Board of Trade Cells" die Zinksulfatlösung durch feuchte Zinksulfatkrystalle ersetzt wird. Auch bei dem Westonelement liesse sich dieses anwenden. Während des Clarkelement in der bis dahin benutzten Form etwa 24 Stunden zur constanten Einstellung benöthigt, tritt diese beim Westonelement bereits nach etwa $1^1/_2$ Stunde ein.

3) Cohen u. Bredig, Zeitschr. f. physik. Chem. **14.** p. 53, 535; **16.** p. 453.

Bodenkörper im Elemente (d. i. hier das krystallwasserhaltige Cadmiumsulfat) irgend welche Umwandlung erlitt.

Wir haben nach verschiedenen Methoden[1]) das Auftreten einer Umwandlung nachzuweisen versucht und benutzten dabei:

1. Die Methode der Löslichkeitsbestimmung.
2. Die Methode mit dem Umwandlungselement.
3. Die dilatometrische Methode.

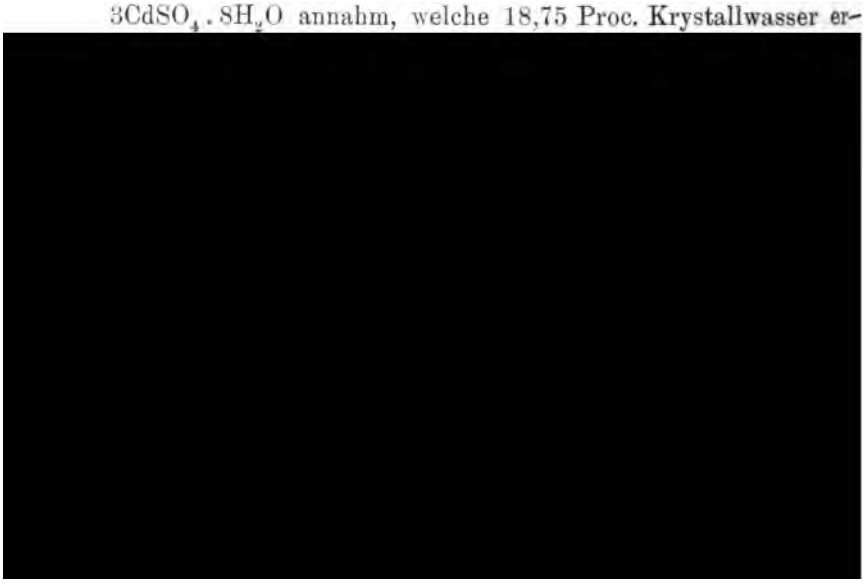
Es wird sich weiter unten ergeben, dass es thatsächlich nöthig war, auf verschiedenen Wegen den Nachweis zu liefern, dass es sich hier um eine Umwandlung des Cadmiumsulfates handelt.

Wir geben hier an erster Stelle Einiges über die viel umstrittene Formel des krystallisirten Cadmiumsulfates.

1. Ueber die Zusammensetzung des Cadmiumsulfates.

Dieses Salz wurde zuerst von Stromeyer, dem Entdecker des Cadmiums, hergestellt.[2]) Er fand, dass 100 Theile des wasserfreien Salzes bei Zimmertemperatur 34,2653 Theile Krystallwasser aufnahmen, sodass 100 Theile des krystallisirten Hydrates 25,51 Theile H_2O enthalten. Mit Hinsicht auf dieses Ergebniss gab Stromeyer dem Salze die Formel $CdSO_4 . 4H_2O$.

v. Hauer untersuchte 1855 das Salz aufs neue[3]) und fand 18,86—19,05 Proc. Krystallwasser, so dass er die Formel $3CdSO_4 . 8H_2O$ annahm, welche 18,75 Proc. Krystallwasser er-



Später[1]) nahm Rammelsberg die früher von ihm unwahrscheinlich genannte Formel $3CdSO_4 . 8H_2O$ an.

In der Literatur findet sich weiter eine zweite Untersuchung von v. Hauer[2]), welcher mit Hinsicht auf die von den verschiedenen Forschern erhaltenen Resultate, das Salz mit besonderer Sorgfalt herstellte und in drei Bestimmungen 19,04; 18,91; 18,88 Proc., im Mittel 18,93 Proc. Wasser fand, das ist also dieselbe Zahl, welche er früher gefunden hatte.

In einer Abhandlung von O. Follenius[3]) über die quantitative Bestimmung des Cadmiums fanden wir als Resultat einer Anzahl von Analysen die Formel $3CdSO_4 . 8H_2O$.

Julius Thomsen giebt dem Salze in seinen „thermochemischen Untersuchungen" Bd. 3, p. 1030 gleichfalls diese Formel.

Das Salz ist von Retgers bei seinen „Studien über den Isomorphismus" [4]) näher untersucht worden.

„Ich muss gestehen, dass mir diese complicirte Formel ($3CdSO_4 . 8H_2O$) für ein Salz, das in so schönen grossen und klaren Krystallen auftritt, immer zweifelhaft vorgekommen ist ... Dies alles veranlasste mich ... nochmals den Krystallwassergehalt zu bestimmen." Ausgesucht reine Krystalle von ungefähr Erbsengrösse wurden nach sorgfältiger Abtrocknung in Leinwand gewogen und in einem Platintiegel schwach geglüht. Die Entwässerung ging, wenn die Erhitzung ganz schwach angefangen und erst allmählich verstärkt wurde, ohne die geringste Decrepitation äusserst scharf von statten.

So wurde in zwei Versuchen für den Krystallwassergehalt gefunden: 19,24 und 19,21 Proc., im Mittel 19,23 Proc.

Retgers sagt dann ferner: „Auch hier findet sich wiederum eine Zahl zwischen $2^2/_3 H_2O$ (18,75 Proc.) und $3H_2O$ (20,61 Proc.)

Allerdings steht sie am nächsten zu $2^3/_4 H_2O$ (19,20 Proc.), ich glaube jedoch, dass eine Abrundung auf $3H_2O$ wohl erlaubt ist. (Auch mit Rücksicht auf die noch ziemlich schwankende Atomgewichtszahl des Cadmiums, 111,93 bis 112,36 nach Ostwald, Allgem. Chem. 1. p. 61. 1891. Ich

1) Rammelsberg, Handb. d. krystallograph. Chem. **1.** p. 345. 1881.
2) v. Hauer, l. c.
3) O. Follenius, Zeitschr. f. anal. Chem. **13.** p. 272. 1874. Die meisten Handb. d. anorg. Chem., auch Dammer cit. d. Aufsatz nicht.
4) Retgers, Zeitschr. f. phys. Chem. **16.** p. 590. 1895.

habe mich in obiger Berechnung der runden Zahl Cd =
dient.)“

Wir können dem Resultate von Retgers infolg
reicher Bestimmungen, welche wir selbst ausgeführt
nicht beipflichten. Als wir im Anfang genau nach R
Vorschriften arbeiteten[1]), d. h. den Platintiegel währe
Erhitzens *unbedeckt* liessen, fanden wir:

Gewicht des Tiegels + Salz	27,5484 g
„ „ „	24,6060 g
Gewicht des Salzes	2,9424 g
nach 7 Minuten Erhitzung	26,9920 g
„ 17 „ „	26,9914 g
„ 27 „ „	26,9914 g

Hieraus ergiebt sich der Wassergehalt zu 18,93
während die Formel $CdSO_4 . 2^2/_3 H_2O$ 18,75 Proc. verlang
nehmen für das Atomgewicht des Cadmiums 112,07 an
Werth, welcher von H. C. Jones nach verschiedenen Me
bestimmt worden ist.[2])

Bei einem zweiten Versuch mit demselben Salze *be*
wir den Tiegel während des Erhitzens mit einem U
und fanden:

Gewicht des Tiegels + Salz	25,8380 g
„ „ „	24,6034 g
Gewicht des Salzes	1,2346 g
nach 10 Minuten Erhitzung	25,6068 g
20	25,6068 g

Salzes während der Erhitzung. Das aufgelegte Uhrglas bedeckte sich stellenweise mit einem Anflug von Cadmiumsulfat.

Der höhere, von Retgers gefundene, Wassergehalt ist demnach einem geringen Verlust an Salz bei der Erhitzung zuzuschreiben.

Es verliert nach obigem die von Retgers angegebene Formel

$$CdSO_4 . 3\,H_2O$$

ihre Berechtigung, während die Formel $CdSO_4 . \frac{8}{3} H_2O$ nach unseren Versuchen die richtige ist.

In guter Uebereinstimmung mit unseren Ergebnissen sind diejenigen von Mylius und Funk[1]), welche erschienen, als unsere Bestimmungen bereits abgeschlossen waren. Auch diese Autoren finden für die Zusammensetzung $CdSO_4 . \frac{8}{3} H_2O$. Zuletzt weisen wir noch auf die Mittheilung von N. Worobjew[2]) hin, welcher das nämliche Resultat erhalten hat.

2. Löslichkeitsbestimmungen.

Erleidet ein Salz irgend welche Aenderung (in seiner Krystallform, Uebergang in ein anderes Hydrat etc.), so tritt bei der Temperatur, bei welcher diese Aenderung stattfindet, eine plötzliche Aenderung in dem Temperaturcoefficienten der Löslichkeit des Salzes auf.

Es galt also genaue Löslichkeitsbestimmungen des Cadmiumsulfats auszuführen und zwar besonders in der Nähe der Temperatur, bei welcher nach Jaeger und Wachsmuth's Arbeit eine Aenderung des Bodenkörpers ($CdSO_4 . \frac{8}{3} H_2O$) des Westonelementes wahrscheinlich geworden war.

Als wir in dieser Richtung zu arbeiten anfingen, lagen nur Löslichkeitsbestimmungen von Étard vor[3]).

1) Mylius und Funk, Ber. d. deutsch. chem. Gesellsch. **30.** p. 824. 1897.

2) N. Worobjew, Journ. d. russisch. phys.-chem. Gesellsch. (5) **8.** p. 452. 1897.

3) Étard, Ann. chim. et phys. (7). **2** u. **3.** (1894). Die meisten Handbücher, so auch Dammer **2.** p. 499, citiren eine ältere Angabe ohne den Namen des Autors, nach welcher bei 23° 1 Theil H_2O 0,59 Theile wasserfreies Cadmiumsulfat löst.

Dieser giebt für die Löslichkeit zwischen 0° und 68
die Formel:

$$P = 35{,}7 + 0{,}2160\,t.$$

Hierin ist P die Anzahl Gramme $CdSO_4$, welche in
der *Lösung* enthalten sind.[1])

Wenn man überlegt, wie schwer es hält, eine ge
Lösung eines Salzes bei bestimmter Temperatur darzu
so kann man zu der von Etard befolgten Methode kein
Zutrauen haben: „pour obtenir une solution saturée
dans l'eau, il suffit de mettre dans un verre de Boh
mélange de sel concassé et d'eau à volumes sensib
égaux. On a ainsi une sorte de bouillie claire où les c
sont en assez grande abondance pour saturer l'eau très
ment, et détruire la sursaturation par la multiplic
contacts avec des faces cristallines. Le thermomètre
à prendre les températures sert en même temps d'agitate

Ueber die Dauer des Rührens sagt Etard nicht
kanntlich hängt diese aber zusammen mit der grössere
geringeren Löslichkeit des zu untersuchenden Salzes, w
mit der Temperatur und der Art des Apparates, mit w
die Bestimmung ausgeführt wird.

Wir haben nun eine Anzahl von Löslichkeitsbestim
bei verschiedenen Temperaturen ausgeführt. Es sei sch
darauf hingewiesen, dass unsere Ergebnisse bedeute
denjenigen Etard's abweichen; weitere Daten[2]) beweis

[redacted]

infolge einer Luftschicht zwischen dem Eise und dem Cylinder die Temperatur der Lösung nicht constant blieb.

Während des Rührens war ein Thermometer in die Lösung eingetaucht. Nach bestimmten Zeitintervallen (3—16 Stunden) wurde mit einer Pipette, welche am unteren Theile von einem Wattebausch abgeschlossen war, ein gewisses Quantum der Lösung dem Glase entnommen und in gewogene mit Uhrgläsern bedeckte Platinschalen gegeben. Sodann fand aufs neue Wägung statt.[1])

Die Analyse der Lösungen.

Da Vorversuche ergeben hatten, dass sich die Löslichkeit des Cadmiumsulfats sehr wenig mit der Temperatur ändert, so galt es die betreffenden Bestimmungen mit besonderer Sorgfalt durchzuführen. Folgende Methode führte schnell und sicher zum Ziel: die gesättigten Lösungen wurden auf dem Wasserbade bis zur Trockne abgedampft und sodann mit einer sehr kleinen Flamme, unter Auflegung eines Uhrglases auf die Platinschale,[2]) vorsichtig erhitzt. Nach Abkühlung im Exsiccator wurde dann aufs neue gewogen.[2])

In einer sehr grossen Zahl Vorversuche wurden die Resultate dieser Methode sicher gestellt. Abweichungen von 0,1 Proc. haben wir niemals erhalten. Wir geben hier aus unserem Material zwei Bestimmungen des Gehaltes einer gewissen Lösung.

a. Gewicht der Lösung + Platinschale	37,1069 g
Gewicht der Platinschale	32,5831 g
Gewicht der Lösung:	4,5238 g
Gewicht d. Salzes + Platinschale nach 20 Min. Erhitzung	34,5450 g
„ „ „ „ „ „ 40 „ „	34,5432 g
„ „ „ „ „ „ 220 „ „	34,5433 g

Hieraus ergiebt sich auf 100 g Wasser 76,45 g $CdSO_4$.

b. Gewicht der Lösung + Platinschale	37,9262 g
Gewicht der Platinschale	33,2765 g
Gewicht der Lösung:	4,6497 g

1) Da das Cadmiumsulfat sehr leicht übersättigte Lösungen bildet, erwies sich vorheriges Anwärmen der Pipette auf die Temperatur des Thermostaten als überflüssig.

2) Beim Wägen blieben die Uhrgläser auf den Schalen liegen, um einer eventuellen Wasseraufnahme vorzubeugen.

Gewicht d. Salzes + Platinschale nach 20 Min. Erhitzung 35,
„ „ „ „ „ „ 40 „ „ 35,
„ „ „ „ „ „ 200 „ „ 35,
Hieraus finden wir auf 100 g Wasser 76,38 g $CdSO_4$

Zeit des Rührens. Es wurde stets mindestens 3 Stu gerührt; wie besonders dazu angestellte Versuche leh ändert sich nach dieser Zeit die Zusammensetzung der Lö nicht mehr. Nachstehende Tabelle belegt dieses:

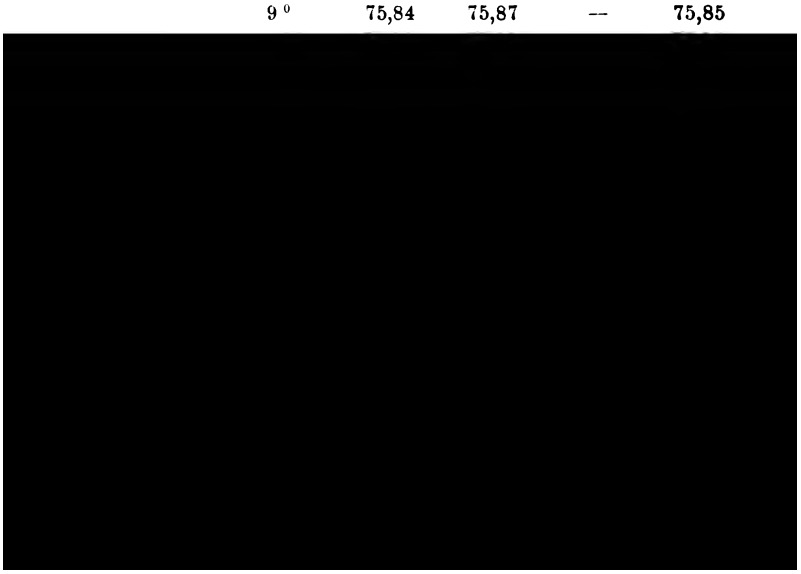
Tabelle 1.

Temperatur	Zeit des Rührens	g $CdSO_4$ auf 100 g Wasser
5°	3	75,69
	$4^3/_4$	75,61
15°	3	76,14
	$5^3/_4$	76,11

Die Ergebnisse der Löslichkeitsbestimmungen sind in nachstehenden Tabelle zusammengestellt.

Tabelle 2.

Temperatur	g $CdSO_4$ gelöst in 100 g H_2O			
	I	II	III	Im Mittel
0°	75,52	—	—	75,52
5°	75,69	75,61	—	75,65
7°	75,73	—	—	75,73
9°	75,84	75,87	—	75,85

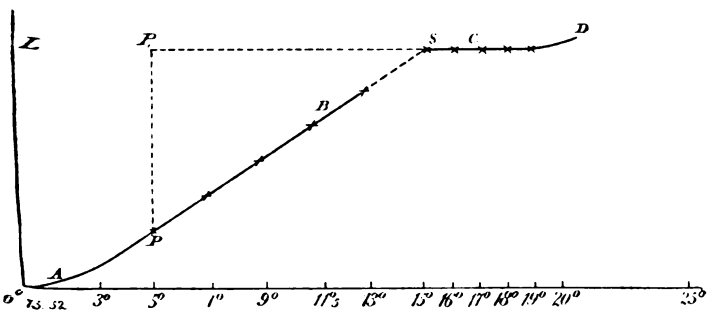


Autoren weisen darauf hin, dass Étard's Bestimmungen falsch sind. Die Tab. 3 enthält eine Zusammenstellung der Resultate.

Tabelle 3.

Temperatur	In 100 g H_2O lösen sich an $CdSO_4$ nach		
	Mylius u. Funk	Kohnstamm u. Cohen	Etard
0°	75,47	75,52	55,52
10°	76,00	75,90	60,92
15°	76,06	76,11	63,77

Während also die von Mylius u. Funk und Kohnstamm u. Cohen erhaltenen Werthe nahezu identisch sind, weichen



diejenigen Étard's etwa 20 Proc. davon ab. Es ist ausserdem noch hervorzuheben, dass, während Étard in seiner Abhandlung sagt: „La facilité de sursaturation rend pour ce sel les expériences exactes assez malaisées, die Tabelle aufs deutlichste zeigt, dass er stets mit *ungesättigten* Lösungen gearbeitet hat.

Trägt man die gefundenen Löslichkeitsdaten (Tab. 2) als Ordinaten in ein rechtwinkeliges Coordinatensystem ein, dessen Abscissen die Temperaturen angeben, so entstehen die Curven AB und CD in der obenstehenden Figur, welche sich im Punkte S schneiden (bei etwa 15°). Bei dieser Temperatur erleidet somit das Salz $CdSO_4 \cdot \frac{8}{3} H_2O$ irgend eine Aenderung, da der Temperaturcoefficient der Löslichkeit eine plötzliche Aenderung erfährt.

3. Die Methode mit dem Umwandlungselement.

Wir benutzten das von Cohen und Bredig beschriebene Umwandlungselement ohne metastabile Phase[1]), indess in etwas anderer Weise als bisher.

Vorversuche hatten ergeben, dass das nach folgendem Schema zusammengesetzte Umwandlungselement:

$Hg—Hg_2SO_4$—verdünnte $CdSO_4$lösung—gesättigte $CdSO_4$lösung —Hg_2SO_4—Hg

schon nach kurzer Frist (in maximo nach $1\,^1/_2$ Stunden) die electromotorische Kraft annahm, welche zu der Temperatur gehörte, auf welche es gebracht war.

Erwärmt man nun das Element im Thermostaten oberhalb des Umwandlungspunktes und bringt es dann auf eine Temperatur unterhalb desselben, so wird sich die electromotorische Kraft, nachdem man die Umwandlung herbeigeführt hat (etwa durch Rühren) allmählich bei constanter Temperatur ändern bis das Gleichgewicht in der Lösung aufs neue erreicht worden ist. Umgekehrt wird aber eine langsame Aenderung der electromotorischen Kraft bei constanter Temperatur beweisen dass man durch einen Umwandlungspunkt gegangen ist. Durch Messung der Aenderungen bei verschiedenen, nahe zu einander liegenden Temperaturen, kann man den Umwandlungspunkt ermitteln.

Umwandlungselement zusammengesetzt am
29. März bei 20° electromotorische Kraft = 26 [1])
Umwandlungselement zusammengesetzt am
4. März bei 20° electromotorische Kraft = 25,5

Das Element wurde im Thermostaten auf 5° gebracht und nahm sofort die zu dieser Temperatur gehörige electromotorische Kraft an, welche also correspondirt mit der Löslichkeit im Punkte P_1.

In gewissen Zeitintervallen wurde nun die electromotorische Kraft bei 5° gemessen, wobei es sich zeigte, dass dieselbe sich langsam änderte, um nach 2 Tagen einen constanten Werth zu erreichen, der nach weiteren 3 Tagen constant blieb. Diese electromotorische Kraft correspondirt mit dem Punkte P in der Figur.

Die Wiederholung des Versuches bei 8° lieferte das nämliche Resultat; jetzt war aber die Aenderung der electromotorischen Kraft nicht so gross als bei 5°; die nämlichen Ergebnisse wurden erhalten, als die verdünnte Lösung im Umwandlungselemente durch eine verdünntere ersetzt wurde.[2])

4. Dilatometrisches Verfahren.

Ein gewisses Quantum des entwässerten Handelssalzes wurde im Achatmörser verrieben und in einer Flasche mit Wasser von 0° zusammengebracht, indem durch Kühlung dafür gesorgt wurde, dass die Temperatur nicht oberhalb 15° steigen konnte.

Die in dieser Weise entstandene Paste wurde während einiger Tage in Eis aufbewahrt. Sodann wurde ein Dilatometer damit gefüllt und dieses in einen Thermostaten eingesetzt, welcher während längerer Zeit auf 12° gehalten wurde.

Zeit	Höhe der Oelsäule
0	156
nach 20 Stunden	156
„ 48 „	156
„ 60 „	156

1) In willkürlichen Einheiten.

2) Einige Eigenthümlichkeiten, welche bei diesen Messungen gefunden wurden, sollen später näher untersucht werden.

Bei 12° hat somit im Dilatometer keine Aenderung gefunden. Es wurde nun die Temperatur des Thermo auf 16° gebracht und auf dieser Temperatur erhalten.

Zeit	Höhe der Oelsäule
0	196
nach 17 Stunden	187
„ 41 „	173
„ 5 Tagen	130

Zwischen 12 und 16° hat somit das Salz eine Aend erlitten.

Es blieb noch die Frage zu erledigen, ob diese Aend in einem Krystallwasserverlust besteht oder ob etwa eine A rung der Krystallform die Ursache ist.

Zwecks näherer Untersuchung wurde ein Theil d 0° dargestellten Salzes auf seinen Krystallwassergehalt sucht, welches sich demjenigen des oberhalb 15° darges Salzes als völlig gleich ergab.

Die Umwandlung des $CdSO_4 . \frac{8}{3} H_2O$ ist somit derj des Schwefels ganz an die Seite zu stellen, welcher bei 95° seine Krystallform ändert.

Praktische Ergebnisse der vorliegenden Untersuchu

Auf verschiedenen Wegen ist im Obigen nachgew dass die Abweichungen, welche Jaeger und Wachsmu Temperaturcoefficienten des Normalelementes von W gefunden haben, der Umwandlung zuzuschreiben ist, das $CdSO_4 . \frac{8}{3} H_2O$ bei etwa 15° erleidet. Für den prakt Gebrauch dieses Elementes ergiebt sich daraus die Vors dasselbe stets oberhalb dieser Temperatur zu benutzen, man sich vor den erwähnten Abweichungen schützen wi

Wird diese Vorschrift befolgt, so besitzt man in Westonelement ein Normalelement, welches gewiss in Hinsicht dem Clarkelement vorzuziehen ist.

Wo z. B. W. C. Fischer im „*Electrician*“[2]) einem N element die Anforderung stellt, dass es „in a hot engine

1) Ist das Element zufälliger Weise einer Temperatur unterh ausgesetzt gewesen, so genügt es, dasselbe vor dem Gebrauch w einiger Stunden oberhalb dieser Temperatur zu erwärmen.

2) W. C. Fischer, Electrician, **39**, p. 705. 1897.

ler „in the proximity of boiler flues“ seine ursprünglichen igenschaften beibehalten soll, so wird gewiss das Weston-ement, welches erst unweit 70° eine plötzliche Aenderung ines Temperaturcoefficienten aufweist, bessere Dienste leisten s das Clarkelement, welches diese Aenderung schon bei etwa)° zeigt.[1])

Amsterdam, Chem. Universitätslaboratorium, Dec. 1897.

1) Vgl. Callendar u. Barnes, l. c.; Jaeger, Wied. Ann. **63.** 354. 1897; E. Cohen, Zeitschr. f. physik. Chem. **25.** p. 300. 1898.

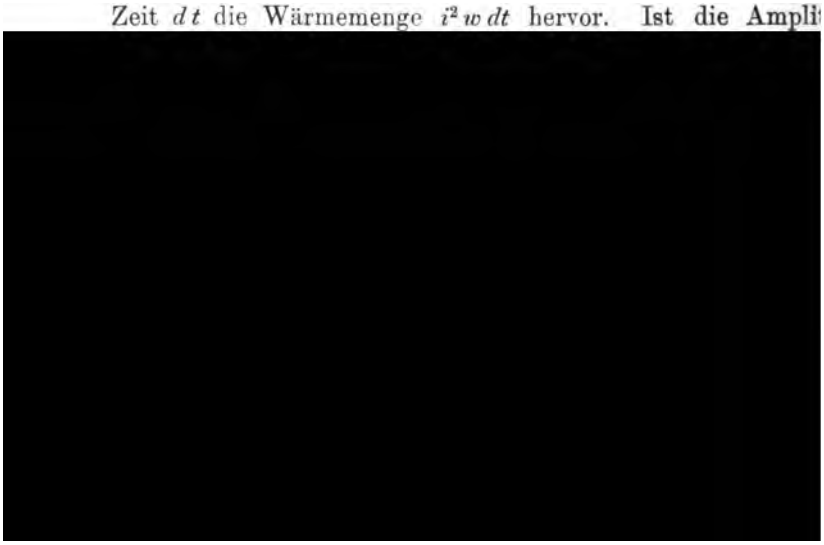
(Eingegangen 2. April 1898.)

8. *Notiz über Thermophonie; von Ferdinand Braun.*

1. Preece[1]) hat schon im Jahre 1884 die periodisch Temperaturänderungen, welche ein oscillirender Strom herv bringt, zur electrischen Uebertragung von Schallschwingung benutzt, theils indem er direct die Längenänderungen ei Drahtes mechanisch auf eine Membram übertrug, theils ind er die periodische Erwärmung und die damit verbunde Volum- oder Druckänderungen der Luft benutzte. Wie „die absetzenden Ströme“ erzeugte, finde ich nicht angegeb

Soweit mir die Literatur zugänglich war, habe ich n ersehen können, dass ausdrücklich darauf hingewiesen wor sei, dass man theoretisch die Empfindlichkeit eines solc Apparates beliebig steigern kann, indem man dem oscilliren einen constanten Strom superponirt. Auch in der sehr hübsc Arbeit des Hrn. Simon[2]), welche für mich die directe V anlassung zu dieser Publication bildet, finde ich diesen Pu nicht erwähnt, während die wahre Erklärung seiner Erschein offenbar darin gelegen ist.

2. Die Sache ist sehr einfach; ein Strom von der period variabelen Intensität i bringt im Widerstand w während Zeit dt die Wärmemenge $i^2 w\,dt$ hervor. Ist die Ampli



Man übersieht ausserdem unmittelbar, dass im ersten Fall der Grundton als Octave wiedergegeben wird, im zweiten dagegen in seiner ursprünglichen Tonhöhe.

3. Um diese Folgerungen zu prüfen, habe ich Hrn. Abramczyk veranlasst, einige Versuche zu machen.

Erster Versuch. Ein Bolometergitter[1]), dessen Widerstand etwa 30 Ohm betrug, wurde in die secundäre Spule eines kleinen Inductionsapparates eingeschaltet. Das Bolometer befand sich unter einem kleinen Glastrichter, an dessen Röhre man direct oder mittels eines angesetzten Kautschukschlauches hörte. Liess man alsdann einen intermittirenden Strom durch die primäre Spule gehen, so war am Bolometer *kein* Geräusch oder Summen wahrzunehmen. Sobald aber in der Combination: secundäre Spule—Bolometer ein constanter, von der primären Spirale unabhängiger Strom floss, gab das Bolometer dasselbe Geräusch wie ein Telephon, welches mit den Enden der secundären Wickelung verbunden ist. Es zeigte sich deutlich, dass das vom Bolometer wiedergegebene Summen des Unterbrechers von der Stärke des die *secundäre* Spirale durchfliessenden constanten Stromes abhängig ist. Wurde die Stromstärke auf den doppelten Werth gebracht, so wurde auch das Summen am Bolometer erheblich lauter. Bei zwei derartigen Untersuchungen betrug die Stromstärke im secundären Kreise etwa 0,06 und 0,12 Amp.

Wurde der Unterbrecher des primären Kreises durch ein Mikrophon ersetzt, so war von den in dasselbe hineingesprochenen Worten am Bolometer nichts zu hören. Ein Flammenbogen mit seiner, viel grösseren Stromstärke, an Stelle des Bolometers gesetzt, reagirt dann noch, wie sich in Uebereinstimmung mit Hrn. Simon's Beobachtungen fand.

Zweiter Versuch. Das Bolometer wurde in einen Stromkreis geschaltet, welcher aus zwei bez. vier Accumulatoren und einem Mikrophon (Rostmikrophon) bestand. Wurde nun in das Mikrophon gesprochen, so waren sämmtliche Worte laut und deutlich am Bolometer zu hören. Der Strom hatte eine Stärke von 0,1 bez. 0,2 Amp. Die Stromschwankungen

1) Seine Dimensionen betr. vgl. Abramczyk, Wied. Ann. **64**. 629. 1898.

werden in diesem Falle viel kräftiger, als wenn sie durch Induction übertragen wurden.

Das Bolometer lässt sich auch durch anderes Material, z. B. durch schmale Streifen von dünnem Messingblech ersetzen.

Die letzte Versuchsanordnung kommt wahrscheinlich auf das Preece'sche Thermophon hinaus, wenigstens *vermuthe* ich, dass er in den Strom eines constanten Elementes ein Mikrophon eingeschaltet hat. Während es aber auch dann den Anschein erweckt, als ob diese Art, den intermittirenden Strom hervorzubringen, nur aus Bequemlichkeitsgründen gewählt worden sei, zeigt das Vorstehende, dass dies zur Erzielung von Empfindlichkeit *wesentlich* ist, und dass die letztere dadurch in gut definirter Weise geändert werden kann.

Strassburg i. E., Phys. Inst. d. Univ.

(Eingegangen 14. April 1898.)

9. *Ueber Lichtemission an einigen Electroden in Electrolyten; von Ferdinand Braun.*

1. Die sinnreiche Anwendung, welche Pollak[1]) und unabhängig von ihm Graetz[2]) von den Eigenschaften des Aluminiums als Electrode in gewissen Lösungen gemacht haben, zeigen, dass der Polarisationswiderstand sich in überraschend kurzer Zeit ausbildet. Dieser Umstand, sowie die auffallend scharfe Trennung der beiden Halbschwingungen des Wechselstromes waren mir Veranlassung, mich mit dem Gegenstande zu beschäftigen. Meine Versuche führten mich zu einigen Thatsachen, welche ich hier kurz beschreiben will.

2. Schickt man durch verdünnte Schwefelsäure mittels einer Platin- und einer Aluminiumelectrode einen Wechselstrom (50 ganze Schwingungen pro Secunde), so beobachtet man im Dunkeln, dass die Aluminiumelectrode auf der ganzen vom Strome getroffenen Fläche ein phosphorescenzartiges, mattweisses oder gelblichrothes Licht ausstrahlt. Dasselbe kann die ganze Electrode gleichmässig bedecken. Bei grösserer Stromdichte wird aber das Licht mehr bläulich, und einzelne Punkte senden dann intensive kleine Lichtblitze aus. Günstige Beschaffenheit der Aluminiumfläche vorausgesetzt, tritt das Licht sofort mit Stromschluss auf. Von den durch Koch und Wüllner[3]) beschriebenen Glüherscheinungen an Electroden unterscheidet es sich zunächst dadurch, dass die Electrode hier schon zu Beginn des Versuches ganz eingetaucht sein kann, allmähliches Eintauchen auch nichts Bemerkbares ändert.

Für meine Versuche wurden in den Wechselstromkreis von 120 Volt 3—6 parallel geschaltete Glühlampen (32 Normalkerzen) vor die Zersetzungszelle als Ballastwiderstände geschaltet. Es leuchten dann Aluminiumbleche von mehreren Quadratcentimetern Oberfläche. Aber auch Bleche von fast

1) Pollak, Electrotechn. Zeitschr. p. 359. 1837.
2) Graetz, Wied. Ann. **62.** p. 323. 1897.
3) Koch u. Wüllner, Wied. Ann. **45.** p. 475. 759. 1892.

der Grösse einer Seite dieser Annalen senden ein mildes, mondscheinartiges Licht aus, wenn man den Strom ohne Ballastwiderstand einwirken lässt.

3. Bringt man ein schmales Aluminiumblech oder einen 3 mm dicken Draht dieses Metalles zum Leuchten, so zeigt der rotirende Spiegel eine Reihe scharf getrennter heller Bilder. Das Metall leuchtet hell auf immer für denjenigen Stromimpuls, welcher

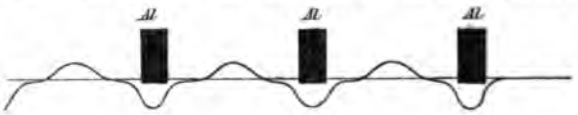
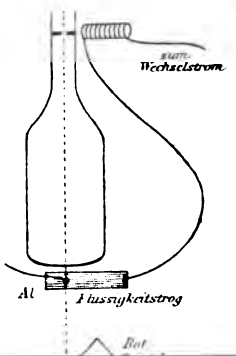


Fig. 1.

Wasserstoff ihm zuführt. Fig. 1 mag dieses näher erläutern. Sie ist in der folgenden Weise gewonnen: In der früher von mir beschriebenen horizontal gelegter Kathodenstrahlröhre wurde der Kathodenstrahl zu verticalen Schwingungen gebracht durch eine Indicatorspule, welche von demselben Wechselstrom durchflossen war, der auch gleichzeitig eine 1 mm dicke Aluminiumdrahtelectrode ins Leuchten versetzte. Der Draht *A l* wurde (vgl. Fig. 2



[redacted]

so ist das Aluminium Anode. Die Curve zeigt, dass der Draht erst aufleuchtet, wenn der Wasserstoff zuführende Strom eine gewisse Dichte erreicht hat und bei derselben Dichte wieder erlischt.

Auffallend ist dabei, dass auch die hellen, ein fast rein weisses Licht aussendenden Theilchen gleichzeitig mit dem von der ganzen Electrode ausgestrahlten matten Licht zu leuchten aufhören, sodass offenbar an ihnen wesentlich derselbe, nur local in der Intensität gesteigerte Vorgang sich abspielt. Man kann diesen Umstand praktisch verwerthen, um z. B. Phasendifferenzen von Strömen zu erkennen. Ordnet man drei Aluminiumdrähte als Electroden vertical übereinander und verbindet diese mit den Klemmen eines Dreiphasenstromes, so erblickt man im rotirenden Spiegel drei um je gleiche Abstände gegeneinander verschobene leuchtende Felderreihen. Sie zeigen sich auch noch scharf getrennt, wenn man den Strom so stark wählt, dass eine *sehr* lebhafte Gasentwickelung an ihnen zu Stande kommt.

4. Eine genauere Betrachtung im rotirenden Spiegel lässt unter günstigen Bedingungen auch zwischen den hell leuchtenden Feldern noch ein ganz mattes Licht erkennen, das aber zu schwach ist, um sagen zu können, ob es continuirlich sei.

Eine Prüfung mit constantem Strom ergiebt das Folgende: Leitet man den Strom von 6, besser 12 Accumulatoren durch eine Zersetzungszelle mit einer Aluminiumelectrode ($3 \times 1{,}2$ cm bedeckte Fläche) und commutirt ihn einige Male, so leuchtet das Aluminium als Kathode bei Stromschluss hell auf; die Intensität des Lichtes nimmt allmählich ab, lässt sich aber doch vielleicht eine Minute lang erkennen, am besten gewöhnlich da, wo das Blech die Flüssigkeit durchsetzt. Commutirt man den Strom, so leuchtet es einen Moment auf, erlischt aber rasch; nach Oeffnen und nochmaligem Schliessen zuckt das Leuchten wiederum schwach auf, und so kann man den Versuch wohl zwölfmal wiederholen. Führt man wieder Wasserstoff zu, so entsteht von neuem das starke, lang andauernde Leuchten.

Blankes Aluminiumblech, welches vorher noch nicht mit Sauerstoff polarisirt war und sofort als Kathode benutzt wird, giebt, scheint es, kein Licht aus. Ebenso verhält es sich, wenn man es vorher in einer Flamme oberflächlich oxydirt hat.

5. Das kathodische Leuchten des Metalles setzt offe die vorherige Bildung derjenigen Oberflächenschicht vo welche auch die Ursache der Ventilwirkung ist. In Flü keiten, welche diese nicht bilden, fällt auch das Leuc weg, z. B. in Kochsalzlösung; dagegen zeigt es sich wi z. B. in Lösungen von Ferrocyankalium, von den Sulfaten Zinks und Eisens u. a.

6. Ich habe noch eine Anzahl weiterer Metalle Lösungen geprüft und will davon nur anführen, dass starkes Leuchten auch bei Magnesium in geeigneten Lösu und ein gut charakterisirtes, aber schwächeres auch bei Z am besten in Schwefelnatriumlösung findet. Dort tritt Li entwickelung ein, wenn das Zink Anode ist und war nicht beobachten bei kathodischer Polarisation. Diese Combina wirkt auch als Ventil; sie lässt den letzteren Stromant leichter hindurch, trennt aber aus einem Wechselstrom ca. 3 Amp. effectiver Stromstärke nur etwa 0,1 Amp. Gleichstrom.

In einen Erklärungsversuch der Erscheinungen möchte nicht eintreten, bevor nicht systematische Versuche, welche Gange sind, eine genügende Unterlage verschafft haben.

Strassburg i. E., Phys. Inst. d. Univ.

(Eingegangen 14. April 1898.)

10. *Ein Kriterium, ob eine leitende Oberflächenschicht zusammenhängend ist und über die Dampfspannung solcher Schichten; von Ferdinand Braun.*

Vor etwa zwei Jahren habe ich Beobachtungen mitgetheilt[1]), nach denen die auf der Fläche eines Gypskrystalles in feuchter Luft sich bildende Oberflächenhaut electrischen Rückstand zeigt, der mit zunehmender aber immerhin noch sehr kleiner Dicke der Wasserschicht dem Werthe für die galvanische Polarisation in Schichten von endlicher Dicke zustrebt. Ich habe bei der Deutung dieser Versuche die nächst gelegene und auch sonst bei ähnlichen Beobachtungen gemachte Annahme zu Grunde gelegt, dass die Oberflächenschicht eine zusammenhängende Haut bilde, was bei dem aussergewöhnlich gut benetzbaren Gyps noch am ehesten zulässig erschien. Leider gestattete die Jahreszeit damals nicht mehr, Beobachtungen dieser Art fortzusetzen, sodass ich erst im darauf folgenden und diesem letzten Winter diese Absicht ausführen konnte. Zur Controle, ob meine Deutung zulässig sei oder ob die Rückstandsbildung sich in der bekannten anderen, von Maxwell gegebenen Weise erkläre (geschichtete Körper von verschiedenem, darunter sehr grossem Widerstand), habe ich Steinsalzflächen untersucht. Die Annahme, dass auf diesem leicht löslichen Körper in feuchter Luft sich eine wirklich zusammenhängende Flüssigkeitshaut bilde, schien hier unbedenklich. Das Resultat war kurz gesagt das folgende: Wenn Rückstand wirklich vorhanden war, so lief sein Ausgleich jedenfalls so rasch ab, dass meine ursprüngliche einfache Versuchsanordnung, aber auch eine etwas verbesserte ihn nicht nachzuweisen gestattete. Nun ist Rückstandsbildung nach meinen sonstigen Erfahrungen und in Uebereinstimmung mit denen vieler andere Beobachter aber auch immer mit der weiteren Erscheinung verknüpft, dass sich der scheinbare Wider-

1) Braun, Wied. Ann. 59. p. 682. 1896.

stand des Stoffes mit der Zeit des Stromdurchganges vergröss
Jedoch auch diese Probe versagte fast vollständig; di
Electricitätsmenge, welche unmittelbar nach Schliesse
Stromes die Oberflächenhaut in 8″ durchfloss, brauchte
weiteren ca. 20″ (die zum Entladen und zur Dämpfung
Electrometers nöthig waren) 9,4″, nach nochmals der gle
Zeit 10″. In ähnlicher Weise verliefen andere Messu
z. B. waren die entsprechenden Zeiten 10, 10,6 11, 12,6
und von da ab der Strom constant; 11,6, 15, 15 Sec.
Schichten waren schon relativ gut leitend; das Steinsalz b
sich über Schwefelsäure von 1,403 spec. Gewicht. Aber
über concentrirterer Säure (1,43), wo die Leitfähigkei
250mal geringer war, ergaben sich ähnliche Verhältnissz
Der Strom war schon nach Ablauf von etwa zwei Mi
constant.

Vergleicht man diese geringen Aenderungen und die
Zeit bis zum Constantwerden des Stromes mit der bei
flächen oder trockenem massiven Steinsalz gefundenen[2]),
nahezu eine Stunde dauern kann, so wird man geneigt sein,
die hier noch vorliegende geringe Rückstandsbildung auf
von unvollkommener Homogenität zu schieben. Man wird
schliessen dürfen: 1. dass in wirklich homogen zusam
hängenden leitenden Oberflächenschichten sich kein Rück
bildet; 2. dass der Mangel an Rückstandsbildung umge
ein Kriterium abgiebt, um zu beurtheilen, ob eine dera
sammenhängende Schicht vorliegt. —

reines Wasser (bez. eine gesättigte Gypslösung) von endlicher Dicke, ebenso zeigt die auf Steinsalz durch Condensation entstandene Lösung eine geringere Dampfspannung als eine gesättigte Chlornatriumlösung. Es bildete sich eine electrisch nachweisbare Haut auch in Luft, welche durch Schwefelsäure von 1,45 spec. Gewicht geleitet war. Die Dicke der Haut regulirt sich durch das Gleichgewicht mit der jeweilig herrschenden Wasserdampfspannung. Man wird diesem Ergebniss zunächst das berechtigte Bedenken entgegensetzen, dass die Oberflächenhaut von einer hygroskopischen Verunreinigung (etwa Chlormagnesium) des Salzes herrühre.[1]) Da ich aber noch das gleiche Verhalten gefunden habe, nachdem das Steinsalz in gesättigten Lösungen von chemisch reinem (gleichfalls wiederholt mit seiner Lösung ausgewaschenem) Chlornatrium gebadet war, Hr. Stscheglajew es auch an festen Kuchen des letzteren Materiales nachweisen konnte, so löst sich der scheinbare Widerspruch gegen die Resultate der Warburg'schen und Ihmori'schen Beobachtungen voraussichtlich dadurch, dass es sich hier um Schichtdicken handelt, welche sich der Wägung entzogen und welche nach der Angabe genannter Herren kleiner als 1—2 Millionstel Millimeter sein würden. Hr. Stscheglajew ist mit der Fortsetzung der Versuche beschäftigt.

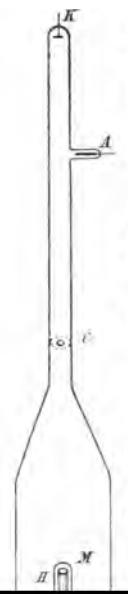
Strassburg i. E., Phys. Inst. d. Univ.

1) Warburg u. Ihmori, Wied. Ann. **27.** p. 504. 1886.

(Eingegangen 14. April 1898.)

11. *Zeigen Kathodenstrahlen unipolare Rotati*
von Ferdinand Braun.

Um diese Frage zu prüfen, liess ich ein Glasgefäss fertigen, wie es Fig. 1 zeigt. *C* ist ein in einer Glaswand gebrachtes Loch von ca. 2 mm Durchmesser; *K*



deutet die Kathode, *A* die Anode; *S* ist ein mit p phorescirender Farbe überzogener Glimmersch In die Höhlung *H* ragte ein 10 mm dicker Ei stab *M*, der unten von einer Magnetisirungssp umgeben war.

Die Kathodenstrahlen fallen durch das phragma auf die Kuppe der Glasröhre *H*; sie den eventuell durch einen in die Nähe des phragmas[1]) gelegten kleinen Magneten dahin richtet.

Wird nun der Magnetisirungsspule Strom geführt, so zeigt sich auf dem Glimmerschirm das Rohr *H* herum ein heller, nach innen scharf begrenzter, nach aussen allmählich an He keit abnehmender Kreis. Der Durchmesser selben nimmt zu mit wachsender Magnetisir Commutiren des Stromes ändert nichts an der scheinung. Es macht den Eindruck, als ob

[redacted]

nur negative Resultate. Es wurden z. B. zu der Magnetisirungsspule noch einige Drahtlagen zugewickelt, denen man Wechselstrom (50 Schwingungen pro Secunde) zuführte. Die Erwartung, dass man dadurch den hellen Lichtkreis wellenförmig gekräuselt sehen würde, bestätigte sich nicht, vielmehr wurde die Contur nur an allen Stellen gleichmässig verwaschen. Die supponirte Rotation müsste also enorm rasch vor sich gehen.

Lenkt man den Kathodenstrahl durch den neben dem Diaphragma *C* angebrachten Magneten so stark ab, dass er von vornherein an der Röhre *H* vorbeigeht, oder noch besser, lässt man durch eine bei *C* angebrachte, von Wechselstrom durchflossene Spule ihn in einer Ebene schwingen und erregt dann den Magneten *M*, so wird der Kathodenstrahl ganz ebenso abgelenkt, als wenn er ein biegsamer, an einem Ende befestigter Leiter wäre. Der helle Kreis bleibt dabei bestehen. Es entsteht z. B. die (halbschematisch) gezeichnete Fig. 2. Das in Wirklichkeit Helle ist in ihr dunkel gezeichnet. Die gestrichelte Linie *PP* bedeutet die Spurlinie des schwingenden Kathodenstrahles. Bei Erregung des Magneten *M* wird er abgelenkt zu den Stücken *Q* einer Spirale, welche in die Peripherie des hellen Kreises *T* auslaufen. Commutirt man den Magneten, so erfolgt die Ablenkung auf die andere Seite von *PP*, ganz nach dem Biot-Savart'schen Gesetze.

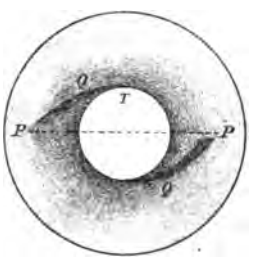


Fig. 2.

Ein zweites Glasrohr, welches ich anfertigen liess, enthielt noch den vertical gestellten, auf der einen Seite mit Phosphorescenzfarbe bestrichenen Glimmerschirm *G*. Das Diaphragma *C* war 4 mm breit, quer über dasselbe war ein dünner Draht gespannt. Ich hoffte mit demselben die Frage, ob Rotation stattfinde oder nicht, entscheiden zu können. Wenn der Schatten des Drahtes verzerrt auf dem Glimmerschirm *S* erschien, handelte es sich um ein stehendes Gebilde, wenn er verschwand, so war Rotatiou anzunehmen. Der verticale Schirm *G* sollte einen Querschnitt liefern.

Das Resultat war folgendes: War der Kathodenstrahl, der durch das Diaphragma ging, wieder gut auf die Glaskuppe

centrirt, so blieb der dort entstehende, scharf begrenzte Fluorescenzfleck bei Erregen bez. Commutiren des Magneten wesentlich *unverändert.* Nur der Schatten des Drahtes drehte sich etwas je nach dem Sinne der Magnetisirung. Auf dem Schirme *S* entstand in der Hauptsache wieder die alte Figur. Die das *Diaphragma durchsetzenden,* in der Richtung der Magnetaxe verlaufenden *Kathodenstrahlen* haben also mit dem in Frage stehenden Phänomen direct *gar nichts zu schaffen.*

Auf dem Schirme *G* bildete sich die Fig. 3. Unten ist sie sehr scharf und fast genau geradlinig abgegrenzt, nach oben weniger. Wird die Stromintensität verstärkt, so hebt sich die Linie *UU* und würde offenbar bei hinreichender Magnetisirung senkrecht zum Stab verlaufen; die obere Grenzlinie kann die Horizontale überschreiten. Hebt man das Rohr in die Höhe, so deutet der Strahl *U* immer auf denselben Punkt (etwa den „Pol") des Magneten hin. Auch mit geänderter Stromstärke ändert sich die Lage dieses Punktes jedenfalls nicht wesentlich. —

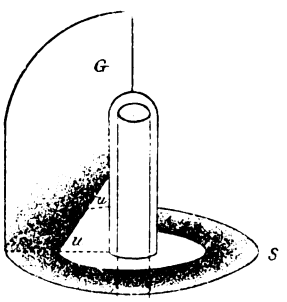


Fig. 3.

Fasst man Kathodenstrahlen auf wie bewegliche Stromleiter, so ist noch die Frage zu beantworten, wie diese in den Ebenen der Kraftlinien verlaufenden Ströme eine Ablenkung gerade in diesen Ebenen erfahren können.

Poincaré[1]) hat die Hypothese gemacht, die, auf unseren Fall übertragen, so lauten würde: Zunächst erfährt der Kathodenstrahl eine Schiebung senkrecht zur Ebene: Strahl. Kraftlinie. Das in dieser Richtung bewegte, Electricität tragende materielle Theilchen bildet nun eine Stromcomponente, welche vom Magneten weggedrängt wird. Diese Erklärung passt unmittelbar auf das Verhalten der von vornherein *neben* den Magnetstab abgelenkten Strahlen.

Was nun die Ausgangserscheinung betrifft, so fasse ich mit Umgehung der Einzelheiten die naturgemässeste Erklärung dahin zusammen: In dem birnförmigen Gefässe des Vacuum-

1) Poincaré, Compt. rend. **123.** p. 530. 1896.

rohres verlaufen gleichfalls Kathodenstrahlen; diese verhalten sich gerade so wie die eben besprochenen Strahlen. Es entsteht dadurch kein rotirendes, sondern ein ruhendes kegelförmiges Gebilde (das sich nun weiteren von aussen erregten Magnetfeldern gegenüber wieder, in erster Annäherung jedenfalls, wie Stromfäden verhält). Die Kathodenstrahlen zeigen sich also auch unter dieser Versuchsanordnung wieder wie electrische Ströme, welche an dem einen Ende (Kathode) befestigt sind, welche dehnbar sind und welche ein Minimum von Länge anstreben. Sie würden rotiren, wenn nicht diese „Befestigung" sie daran hinderte. Woher ihr Bestreben kommt, ein Minimum von Länge anzunehmen, ob dieses lediglich durch die Trägheit ponderabeler in ihnen bewegter Theilchen begründet ist, ob die enormen Geschwindigkeiten, welche man diesen beilegen muss, mit den Gesetzen der Gasreibung verträglich sind, — diese Fragen werden dadurch noch mehr in den Vordergrund des Interesses gerückt.

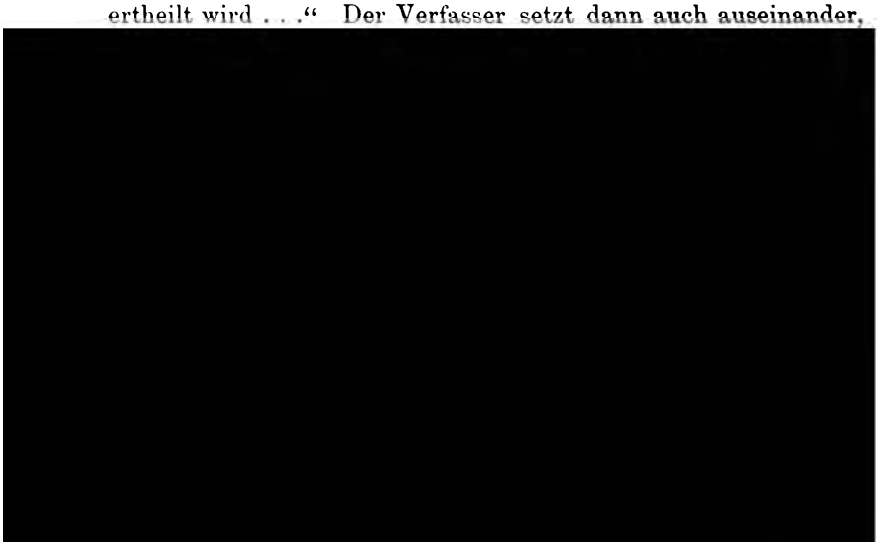
Strassburg i. E., Phys. Inst. d. Univ.

(Eingegangen 14. April 1898.)

12. *Erwiderung; von F. Braun.*

Indem ich auf die Reclamation des Hrn. A. Hess [1]) zunächst bemerke, dass mir seine Mittheilung früher nicht bekannt war, ferner aber, dass es sich bei mir nicht um die Anwendung einer Lenardröhre, sondern um viel ältere Formen handelt, gebe ich im Folgenden den Wortlaut *seiner* Darstellung [2]): „Kathodenstrahlen werden in einer Geissler'schen Röhre erzeugt, deren der Kathode gegenüberstehendes Ende luftdicht durch eine metallische Platte geschlossen ist, welche einen diametralen Spalt von 1—2 mm Breite enthält. Dieser Spalt ist mit einem dünnen Aluminiumblatt von 0,002 bis 0,003 mm Dicke bedeckt. Man ordnet das zu untersuchende Magnetfeld derart an, dass die Ablenkung des Kathodenstrahles in der Längsrichtung des Spaltes erfolgt."

„Die Strahlen durchdringen dieses dünne Metallblatt und verlassen die Geissler'sche Röhre; sie werden in einen vollkommen geschlossenen (evacuirten) Metallkasten aufgefangen, dessen dem Spalt benachbarte Wand mit einem ähnlich dünnen Metallblättchen bedeckt ist. Dieser Kasten enthält eine photographische Platte, welcher durch „irgend eine Vorrichtung" eine Bewegung senkrecht zum Strahl und zur Ablenkungsrichtung ertheilt wird . . ." Der Verfasser setzt dann auch auseinander,



die Absorption der Kathodenstrahlen in den beiden Aluminiumblättern, ihre Zerstreuung in der Luft, die Schwierigkeit der Handhabung der photographischen Platte in der evacuirten Cassette und diese ganze Umständlichkeit, um nur je eine einzige Platte zu bekommen, so müsste es sich schon um grosse Fragen handeln, bis man sich dazu entschliessen würde, diesen Vorschlag experimentell zu erproben. Im Gegensatz dazu habe ich *gezeigt*, dass die von mir angegebene Vorrichtung bis zu grossen Schwingungszahlen hinauf eine ausserordentlich bequeme und übersichtliche, seitdem auch schon oft mit Vortheil benutzte Methode abgiebt.

Strassburg i. E., Phys. Inst. d. Univ.

(Eingegangen 29. März 1898.)

13. *Ueber electrolytische Thermoketten; von William Duane.*

Einleitung.

§ 1. In diesem Aufsatz sollen nur diejenigen electrolytischen Ketten besprochen werden, in welchen die beiden Electroden auf derselben Temperatur gehalten werden, und in welchen daher die thermoelectromotorischen Kräfte in den Electrolyten selbst gebildet werden. Solche Ketten sind von verschiedenen Forschern untersucht worden, unter anderen von Wild [1]), Ed. Becquerel [2]), Donle [3]), Naccari und Battelli [4]), Bagard. [5]) Die Untersuchungen dieser Gelehrten haben gezeigt, dass electrolytische Thermoketten die meisten der charakteristischen Eigenschaften gewöhnlicher metallischer Thermoketten besitzen.

Wenn z. B. in der folgenden Kette

(1) Electrode | Lösung I | Lösung II | Lösung I | Electrode
T_1 T_2

die Trennungsfläche T_2 auf der absoluten Temperatur T_2 gehalten wird, während die Trennungsfläche T_1 und die beiden Electroden auf der Temperatur T_1 gehalten werden, so resultirt im allgemeinen eine electromotorische Kraft, die in einer Richtung oder der anderen wirkt, je nach der Natur der beiden

[redacted]

Der Peltiereffect an der Trennungsfläche zweier Electrolyten ist von einer Anzahl von Forschern beobachtet und gemessen worden, darunter sind Schulz-Sellack[1]), Hoorweg[2]), Naccari und Battelli[3]) und Bagard.[4]) Der Effect folgt, wenigstens annähernd, denselben Gesetzen wie im Falle von Metallen. Bagard hat gezeigt, dass, wenn die electromotorische Kraft ein Maximum erreicht, der Peltiereffect sein Zeichen umkehrt, in Uebereinstimmung mit Thomson's Gleichung:

$$\frac{1}{J}\frac{dE}{dT} = \frac{c}{T},$$

wo E die electromotorische Kraft ist, c die Peltierwärme, T die absolute Temperatur und J das mechanische Wärmeäquivalent. Bagard hat auch gute Beweismomente erhalten für die Anwesenheit eines Thomsoneffects in Electrolyten. Mit Hülfe eines empfindlichen Bolometers fand er, dass die Temperatur der Lösung entlang dem Temperaturgefälle ein wenig verschieden war, wenn der Strom in verschiedenen Richtungen floss.

§ 2. Nernst[5]) war der erste, der eine mechanische Theorie für electrolytische Thermoketten gegeben hat. Aus der Theorie des osmotischen Druckes und der Wanderung der Ionen entwickelte er die Gleichung

$$E = \frac{u - v}{u + v} R T \log \frac{c_1}{c_2}$$

für die electromotorische Kraft an der Trennungsfläche zwischen zwei Lösungen von derselben Substanz, aber verschiedener Concentration. In dieser Formel sind u und v die Wanderungsgeschwindigkeiten der positiven bez. negativen Ionen, c_1 und c_2 die beiden Concentrationen und R die Gasconstante. Wenn wir diese Formel auf die beiden Contactflächen in Kette (1) anwenden, so erhalten wir als die gesammte electromotorische Kraft der Kette, vorausgesetzt, dass die Summe electromotorischer Kräfte, die möglicherweise in

1) Schulz-Sellack, Pogg. Ann. **13.** p. 467. 1870.
2) Hoorweg, Wied. Ann. **9.** p. 573. 1880.
3) Naccari u. Battelli, l. c.
4) Bagard, l. c.
5) Nernst, Zeitschr. f. physik. Chem. **4.** p. 129. 1889.

den Temperaturgefällen wirken, Null ist, wie nach dem Superpositionsgesetz von Nernst zu erwarten wäre (vgl. § 28):

$$E = R\left[\frac{u_1 - v_1}{u_1 + v_1} T_1 - \frac{u_2 - v_2}{u_2 + v_2} T_2\right] \log \frac{c'}{c''}, \tag{2}$$

da die Summe der electromotorischen Kraft an den Electroden verschwindet. In dieser Formel beziehen sich die Unterscheidungszeichen 1 und 2 auf die beiden Contactflächen und c' und c'' sind die Concentrationen.

Ausgehend von derselben Theorie hat Planck[1]) eine allgemeine Formel für die electromotorische Kraft an einer Trennungsfläche gefunden, welche, wenn die beiden Lösungen verschiedene gelöste Substanzen enthalten, aber von derselben Concentration sind, auf

$$E = R\,T \log \frac{u' + v''}{u'' + v'} \tag{3}$$

reducirt wird, wo die Zeichen ′ und ″ sich auf die beiden Lösungen beziehen.

§ 3. Die Theorie des osmotischen Druckes und der Wanderung der Ionen erfordert, dass in solchen Fällen, wie diese, der Electrolyt gänzlich dissociirt ist.

Die Experimente der oben genannten Forscher sind an relativ concentrirten Lösungen gemacht worden, in welchen diese Bedingung nicht erfüllt ist. Die Theorie kann daher nicht streng auf ihre Experimente angewendet werden.

Beschreibung des Apparates.

§ 4. Alle Ketten, mit welchen ich experimentirte, waren von der Form (1). Lösung II enthielt entweder dieselbe gelöste Substanz wie Lösung I, war aber concentrirter (Ketten des „ersten Typus"); oder die beiden Lösungen waren von derselben Concentration, enthielten aber verschiedene gelöste Substanzen (Ketten des „zweiten Typus"). Der Apparat, der bei der Messung der electromotorischen Kräfte angewendet wurde, war folgendermaassen eingerichtet:

Zwei Bechergläser, *A* und *C* (Fig. 1), wurden ausgewählt, das eine erheblich grösser als das andere. Das Becherglas *A* wurde innerhalb des Becherglases *C* angebracht, in der Stellung, wie die Figur zeigt. Ein anderes Becherglas *B* wurde in einer kleinen Entfernung von den beiden ersten aufgestellt und mit *C* durch die Glasröhre *E* verbunden. Alle drei Bechergläser und die Röhre *E* wurden mit der Lösung I gefüllt.

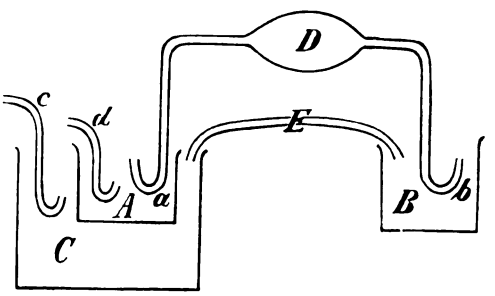


Fig. 1.

Das Becherglas *A*, obgleich in der Figur als nur ein Glas dargestellt, war in Wirklichkeit eine Combination von zweien, von denen das eine sehr wenig kleiner war als das andere. Sie waren ineinander gestellt und so durch Stückchen Siegellack befestigt, dass eine Luftschicht zwischen ihnen war, die sie vollständig voneinander trennte. Dies zum Schutz gegen die Möglichkeit, dass electrische Ströme aus dem Becherglas *A* über dessen feuchten Rand in das Becherglas *C* flössen. Das Reservoir *D* enthielt Lösung II. Zwei Glasröhren wurden daran befestigt und nach unten gebogen, die eine in das Becherglas *A* und die andere in das Becherglas *B*. Diese Röhren waren bei *a* und *b* wieder nach oben gebogen und endeten in kleinen Löchern, durch welche die Lösungen in Contact gebracht wurden.

§ 5. Um unnütze Diffusion zu verhindern, währ
Apparat nicht in Gebrauch war, wurden zwei umg
luftdichte Schalen (von denen eine in Fig. 2 dargest
so eingerichtet, dass sie, je eine über dem Ende jeder
bei *a* und *b* in Fig. 1, heruntergelassen und nach ob
zogen werden konnten. Wurden die Schalen herunterg
so drängten sie die Flüssigkeiten weg von den Oeffnu
den Röhren und trennten so die Lösungen vollständig.

§ 6. Zwei Quecksilberelectroden mit über ihren
flächen angebrachten Calomelschichten tauchten in
sungen in den Bechergläsern *A* und *C*. Jede Electr
stand aus einer Glasröhre, die in der Form wie in
gebogen war. Der gekrümmte Theil der Röhre enthi
genügende Menge Quec
um die beiden Enden v
dig voneinander zu trenn
die Lösung I, welche d
zere Ende anfüllte, zu
dern, in das längere
zugehen. Auf die Ob
des Quecksilbers in de
zeren Theil war etwas
gestreut, und am End
dieses Theiles war ein kleines Loch, durch welches d
bindung mit der Lösung in Becherglas *A* oder *C*, jeden
entsprechend, hergestellt wurde. Durch das andere E

Fig. 2.

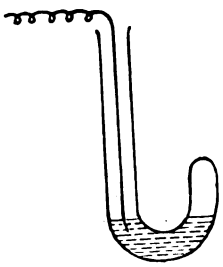
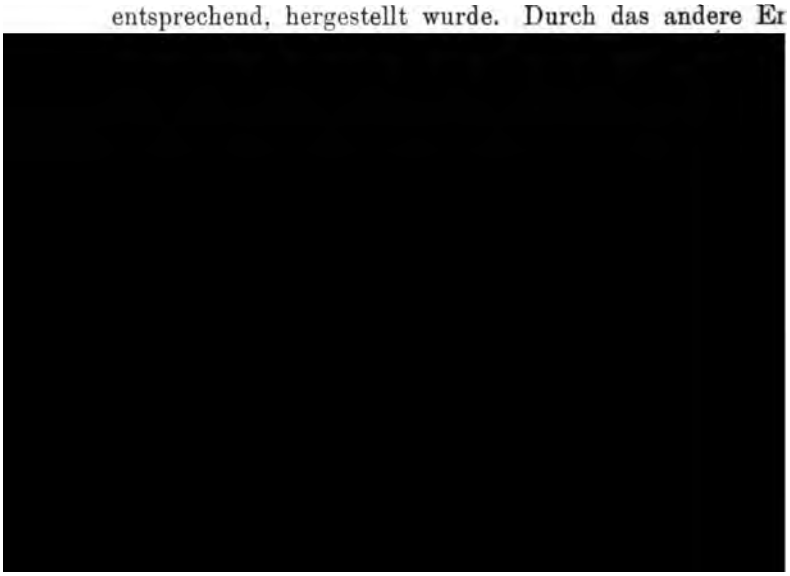


Fig. 3.



nahe als möglich an den Oeffnungen bei *a* bez. *b* (Fig. 1) lag. Gerade vor jeder Messung wurde natürlich das Wasser in dem Bade und die Lösung in dem Becherglas umgerührt, sodass die Temperatur der Lösung so gleichmässig wie möglich war.

§ 8. Die electromotorische Kraft an der Oberfläche der Electroden waren entgegengesetzt gerichtet, und würden, wenn sie von genau derselben Grösse gewesen wären, sich gegenseitig vollständig aufgehoben haben. Es war thatsächlich unmöglich, zwei Electroden von genau denselben electromotorischen Kräften herzustellen. Sogar Quecksilberelectroden mit über ihre Oberflächen gestreutem Calomel differirten manchmal um mehrere zehntausendstel Volt. Die Formeln (2) und (3) geben die Summe der electromotorischen Kräfte an den beiden Trennungsflächen der Lösungen und lassen ausser Betracht die an den Oberflächen der Electroden, und daher würde die Differenz zwischen den letzteren, wenn nicht bestimmt und in Anrechnung gebracht, einen sehr grossen Fehler in den Resultaten veranlasst haben, besonders da die gesammten electromotorischen Kräfte der Kette selbst oft nicht grösser waren, als einige Zehntausendstel Volt. Vor und nach jeder Messung wurden daher die Differenzen zwischen den electromotorischen Kräften an den Electroden folgendermaassen gemessen: Während die beiden Glasschalen unten und die Lösungen vollständig bei *a* und *b* getrennt waren, wurden die Lösungen in *A* und *C* mit Hülfe eines kleinen gebogenen Glasrohres verbunden, das mit derselben Lösung wie die in *A* und *C* gefüllt und quer zwischen den beiden Bechergläsern angebracht war. Eine Verbindung war so zwischen den beiden Electroden durch eine Lösung von durchweg derselben Concentration und Temperatur hergestellt. Die electromotorischen Kräfte der Kette, mit Hülfe dieser Einrichtung gemessen, waren daher die Differenz zwischen den electromotorischen Kräften an den Electroden, vermehrt um irgendwelche electromotorischen Kräfte, die auf Thermoeffecte oder andere Ursachen zurückzuführen sind, welche in den Leitungsdrähten entstanden sein mögen. Die Differenz zwischen dieser electromotorischen Kraft und der nach Entfernung des kleinen Glasröhrchens und Hebung der Glasschalen gemessenen electromotorischen Kraft war offenbar die Summe der electromotorischen Kräfte der

Lösungen allein, d. h. derjenigen, auf welche sich diese suchung bezieht.

§ 9. Alle electromotorischen Kräfte wurden mit der „Null"- oder „Compensations"-Methode gemessen Methode, die zu wohl bekannt ist, um hier beschrie werden. Es genügt zu sagen, dass die electromoto Kräfte mit einer normalen Clarkkette verglichen wurd Hülfe eines empfindlichen Thomsongalvanometers, und d bis zu einigen Milliontel Volt bestimmt wurden.

Messungen an Ketten des „ersten Typus".

§ 10. Die electromotorischen Kräfte mehrerer welche durchweg dieselbe gelöste Substanz, aber in v dener Concentration enthielten, und die Resultate d perimente sind in den folgenden Tabellen verzeichnet. D Tabelle enthält die Messungen an einer Chlorkaliu Die Temperaturen t_1 und t_2 der beiden Contactflächen si der Celsiusscala gegeben. Die electromotorischen K sind in Volts gegeben und sind corrigirt mit Rücksi die electromotorischen Kräfte der Electroden. Die motorischen Kräfte, welche in der Kette einen von der zu der warmen Oberfläche fliessenden Strom verursach den, habe ich positive genannt.

Tabelle II.

Lösung I NaCl 0,01 = normal
Lösung II NaCl 0,1 = normal

t_1	t_2	$t_1 - t_2$	Electromotor. Kräfte beobachtet	berechnet
11,7	23,3	11,6	$-0{,}97 \times 10^{-4}$	$-0{,}96 \times 10^{-4}$
11,9	31,7	19,8	$-1{,}21 \times 10^{-4}$	$-1{,}42 \times 10^{-4}$
12,1	41,8	29,7	$-1{,}63 \times 10^{-4}$	$-1{,}94 \times 10^{-4}$
12,3	52.2	39,9	$-2{,}24 \times 10^{-4}$	$-1{,}94 \times 10^{-4}$

§ 11. Die electromotorischen Kräfte sind für die letzte Columne der obigen Tabellen nach Formel (2) berechnet worden. Die Berechnung geschah wie folgt: Die Wanderungsgeschwindigkeiten der Ionen sind mit der molecularen Leitfähigkeit λ und der Ueberführungszahl n einer unendlich verdünnten Lösung durch die folgenden Gleichungen verbunden:

$$(4) \qquad \begin{cases} u = \lambda(1 - n) \\ a = \lambda n \end{cases}$$

folglich

$$\frac{u_1 - v_1}{u_1 + v_1} = 1 - 2n_1 \quad \text{und} \quad \frac{u_2 - v_2}{u_2 + v_2} = 1 - 2n_2 .$$

wo n_1 und n_2 die Ueberführungszahlen bei der Temperatur t_1 bez. t_2 bedeuten.

Durch Substitution dieser Werthe wird Formel (2):

$$(5) \qquad E = R[(1 - 2n_1)T_1 - (1 - 2n_2)T_2] \log \frac{c'}{c''} .$$

Die Veränderung der Ueberführungszahlen mit der Temperatur ist noch nicht genau untersucht worden. Wenn wir annehmen, wie es in der Regel geschieht, dass sie eine lineare Function der Temperatur ist, so haben wir

$$n_1 = n[1 + \alpha(t - 18^0)],$$

daher:

$$n_1 = n[1 + \alpha(t_1 - 18^0)] \quad \text{und} \quad n_2 = n[1 + \alpha(t_2 - 18^0)],$$

und die Formel wird:

$$(6) \quad E = R\{(T_1 - T_2)(1 - 2n) - 2n\alpha[T_1(t_1 - 18^0) - T_2(t_2 - 18^0)]\} \log \frac{c'}{c''}$$

Diese Formel giebt die electromotorische Kraft in Ausdrücken für die Differenz zweier Quantitäten, welche thatsächlich gewöhnlich gross sind verglichen mit jener Differenz. Einer

der Ausdrücke (der zweite) enthält den Temperaturcoefficienten α als Factor, und der andere nicht, sodass ein Fehler im Werthe von α einen enorm grossen Fehler in der Berechnung der electromotorischen Kraft ausmachen würde. Daher schien es am besten, den Werth von α zu bestimmen, der am besten zu den beobachteten electromotorischen Kräften passen würde, und dann zuzusehen, ob dies ein möglicher Werth wäre oder nicht. Demgemäss wurden die Werthe von α, welche die vier electromotorischen Kräfte in der ersten Tabelle ergeben würden, berechnet und ihr Durchschnitt ist

$$\alpha = 0{,}000\,253.$$

Der bei der Rechnung benutzte Werth der Ueberführungszahl war

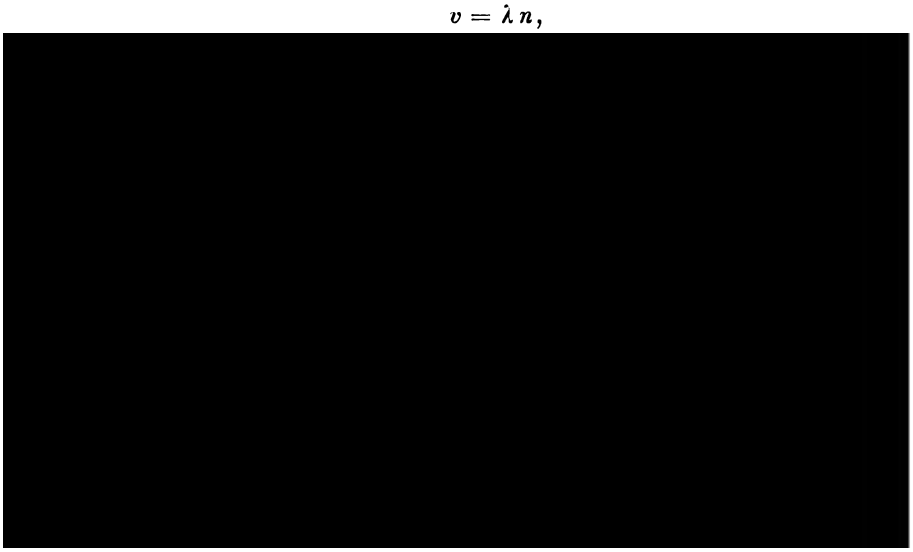
$$n = 0{,}511,$$

d. h. der von Kohlrausch [1]) für Chlorkalium angegebene.

Die electromotorischen Kräfte in der letzten Columne der Tabelle wurden nach diesen Werthen von α und n berechnet und, in Anbetracht dessen, dass sie ausserordentlich klein sind, ist die Uebereinstimmung zwischen Beobachtung und Rechnung sehr gut.

§ 12. Wir können uns durch die folgende Rechnung überzeugen, dass das Obige ein möglicher Werth von α ist. Aus der zweiten der Gleichungen (4) haben wir

$$v = \lambda n,$$



Der Temperaturcoefficient der Leitfähigkeit ist nach Désguisne [1]) $\alpha_\lambda = 0{,}02194$, woraus für den Temperaturcoefficienten von v folgt:

$$\alpha_v = 0{,}02219.$$

Ostwald [2]) giebt als den Werth von v für Chlor, bei einer Temperatur von 18°, 62,4, und wenn wir seinen Werth bei 25° mit Hülfe des obigen Coefficienten berechnen, so erhalten wir 72,09, während Ostwald für dieselbe Temperatur 72 angiebt. Die Verschiedenheit der beiden Werthe liegt sehr wohl im Bereiche der Fehler beim Experimentiren, sodass, inwiefern man nach den besten vorliegenden Ergebnissen urtheilen kann, der oben angegebene Werth für α sehr wohl möglich ist.

§ 13. Aehnlich ist im Falle der zweiten Tabelle, die die Resultate von Experimenten mit einer Chlornatriumkette enthält, der Durchschnittstemperaturcoefficient

$$\alpha = -0{,}000\,485$$

und mit diesem Werthe wurden die Ergebnisse in der letzten Columne der Tabelle berechnet. Die in der Rechnung angewendete Ueberführungszahl war die aus Kohlrausch's Wanderungsgeschwindigkeiten sich ergebende, nämlich

$$n = 0{,}606.$$

§ 14. Aus den vorhergehenden Paragraphen leuchtet ein, dass es möglich ist, einen Werth für den Temperaturcoefficienten der Ueberführungszahl zu finden, der innerhalb der Versuchsfehler bei den besten vorliegenden Ergebnissen liegt und der, substituirt in Formel (6), electromotorische Kräfte ergeben wird, welche mit den beobachteten sowohl in der Grösse als auch in der Richtung übereinstimmen. Dies macht die Formel plausibel, ist jedoch kaum ein völlig übergender Beweis derselben. Die Theorie wird aber zu einem mir hohen Grade der Wahrscheinlichkeit erhoben durch die in den folgenden Paragraphen zu beschreibenden Resultate, welchen die Versuchsfehler nicht so gross sind.

---

1) Désguisne, Doctordissertation, Strassburg 1895.
2) Ostwald, Chemische Energie p. 674. 1893.

§ 15. Tab. III enthält die Resultate von Experime mit einer Salzsäurekette.

Tabelle III. [1])

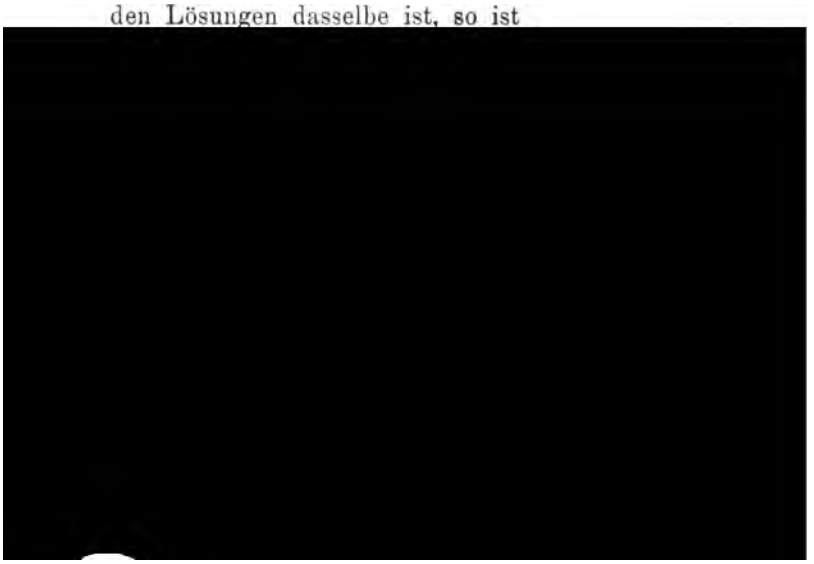
Lösung I HCl 0,114 = normal
Lösung II HCl 0,009 = normal

t_1	t_2	$t_2 - t_1$	Electromotor. Kräfte beobachtet	berechnet
13,2	22,2	9,0	$2{,}24 \times 10^{-4}$	$2{,}36 \times 10^{-4}$
13,4	33,4	20,0	$4{,}28 \times 10^{-4}$	$4{,}38 \times 10^{-4}$
13,5	43,3	29,8	$5{,}40 \times 10^{-4}$	$5{,}37 \times 10^{-4}$
13,7	54,2	40,5	$5{,}46 \times 10^{-4}$	$5{,}56 \times 10^{-4}$
13,9	63,6	49,7	$4{,}79 \times 10^{-4}$	$4{,}77 \times 10^{-4}$
14,1	72,2	58,1	$3{,}42 \times 10^{-4}$	$3{,}89 \times 10^{-4}$

Die electromotorischen Kräfte in der letzten Colu wurden aus Formel (5) berechnet wie vorher. In diesem ist es *nicht* nothwendig, ***den Werth von α aus der Tabell bestimmen***, da er direct aus dem Werth von α für Chlornat und aus den von Déguisne angegebenen Temperaturc cienten der Leitfähigkeit berechnet werden kann. Wir h wie vorher

$$\alpha'_v = \alpha'_n + \alpha'_\lambda$$
$$\alpha''_v = \alpha''_n + \alpha''_\lambda$$

wo die einzelnen Striche sich auf Chlornatrium, die dopp auf Salzsäure beziehen. Da jedoch das negative Ion in den Lösungen dasselbe ist, so ist



zahl von Chlornatrium α'_n gefundene Temperaturcoefficient ist $-0{,}000485$, woraus wir

$$\alpha''_n = 0{,}00500$$

als den Werth für Salzsäure erhalten. Mit diesem Werthe von α sind die Resultate in der letzten Columne der obigen Tabelle berechnet worden.

§ 16. Die electromotorischen Kräfte im Falle der Salzsäurekette differiren von den vorher gemessenen in zwei wichtigen Punkten, welche beide von der Theorie vollständig bestätigt werden. Zunächst sind die electromotorischen Kräfte entgegengesetzt gerichtet. Sie würden einen Strom hervorbringen, der von der kalten Trennungsfläche durch die Kette nach der warmen fliesst, wenn man den äusseren Kreis schliesst, d. h. sie sind der herrschenden Ausdrucksweise nach positiv, während diejenigen für Chlorkalium und Chlornatrium negativ sind. Zweitens erreicht die electromotorische Kraft ein sehr entschiedenes Maximum, wenn die höhere Temperatur etwa 50° beträgt.

§ 17. Beim ersten Gedanken scheint es, als ob solch ein Maximum theoretisch kaum möglich wäre. Bei Ausführung der Rechnung jedoch fand ich, dass die berechneten Werthe recht genau mit den beobachteten übereinstimmten. In der That ist es leicht, sich zu überzeugen, dass die electromotorische Kraft ein Maximum erreichen kann, wenn man die analytische Bedingung für solch ein Maximum untersucht. Diese Bedingung ist, dass die erste Ableitung verschwinde. Wenn man annimmt, dass T_1 constant ist und Gleichung (5) in Bezug auf T_2 differenzirt, so erhält man

$$\frac{dE}{dT_2} = R\left[1 - 2n_2 - 2T_2\frac{dn_2}{dT_2}\right]\log\frac{c'}{c''}$$

und wenn bei irgend einer Temperatur diese Parenthese verschwindet, so muss an diesem Punkte ein Maximum oder Minimum sein (in diesem Falle ein Maximum). Wenn wir die oben angegebenen Werthe für n_2 und $dn_2/dT_2 = n\alpha$ substituiren, so finden wir, dass der Differentialcoefficient dE/dT_2 verschwindet für

$$T_2 = 324 \quad \text{oder} \quad t = 51.$$

Folglich müsste, wenn die warme Oberfläche auf einer Temperatur von 51° ist, die electromotorische Kraft ein Maximum sein, und dies stimmt sehr gut zu den beobachteten Werthen.

§ 18. In der folgenden Kette enthielt sowohl Lösung I als auch Lösung II Salpetersäure. Das negative Ion in diesem Falle war nicht Chlor, und folglich wurde, um Calomelelectroden zu benutzen, welche die bei weitem constantesten sind, eine Lösung von Salzsäure zu jedem Ende der Kette hinzugefügt, wie das folgende Schema zeigt

$$(7)\quad |\,HCl\ 0{,}01\,|\underset{a}{\,}|\,HNO_3\ 0{,}01\,|\underset{T_1}{\,}|\,HNO_3\ 0{,}1\,|\underset{T_2}{\,}|\,HNO_3\ 0{,}01\,|\underset{b}{\,}|\,HCl\ 0{,}01\,|$$

Die Kette wurde nur bei T_2' erwärmt, sodass sie im ganzen auf der Temperatur T_1' war, ausgenommen die Contactfläche bei T_2' und ihre unmittelbare Nachbarschaft. Die Electroden wurden für diesen Fall in folgender Weise umgeformt. Eine kleine Quantität Quecksilber wurde in zwei Reagenzgläser gegossen, welche dann nahe den Bechergläsern *A* bez. *C* befestigt wurden. Die Reagenzgläser wurden oberhalb des Quecksilbers mit Salzsäure (0,01 = normal) gefüllt und mit den Bechergläsern *A* bez. *C* durch kleine Glasröhren verbunden, die auch mit der-

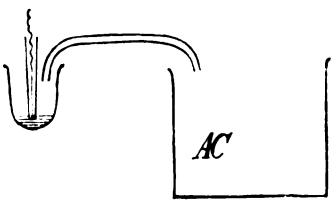


Fig. 4.

Lösung I HNO_3 0,01 = normal
Lösung II HNO_3 0,1 – normal

t_1	t_2	$t_2 - t_1$	Electromotor. Kräfte beobachtet	berechnet
16,6	28,1	11,5	$5{,}51 \times 10^{-4}$	$5{,}15 \times 10^{-4}$
16,8	38,8	22,0	$9{,}36 \times 10^{-4}$	$9{,}18 \times 10^{-4}$
17,0	48,5	31,5	$12{,}45 \times 10^{-4}$	$12{,}98 \times 10^{-4}$
17,2	59,8	42,6	$14{,}68 \times 10^{-4}$	$15{,}08 \times 10^{-4}$

§ 20. Um den Werth des Temperaturcoefficienten der Ueberführungszahl zu finden, können wir den Temperaturcoefficienten für HCl anwenden und folgendermaassen verfahren. In diesem Fall ist das positive Ion dieselbe in jeder Lösung, sodass wir die erste der Gleichungen (4) benutzen müssen, nämlich

$$u = (1 - n)\,\lambda$$

daher

$$\frac{du}{dt} = (1 - n)\frac{d\lambda}{dt} - \lambda\frac{dn}{dt},$$

folglich, wenn die einzelnen Striche (′) sich auf Salzsäure und die doppelten (″) auf Salpetersäure beziehen,

$$(1 - n')\,\lambda'\,\alpha'_\lambda - \lambda'\,n'\,\alpha'_n = (1 - n'')\,\lambda''\,\alpha''_\lambda - \lambda''\,n''\,\alpha''_n$$

und

$$\alpha'' = \frac{v'}{v''}\,\alpha'_n + u\,(\alpha''_\lambda - \alpha'_\lambda).$$

Die von Déguisne für α''_λ und α'_λ angegebenen Werthe sind nahezu gleich und ihre Differenz variirt von 0,00012 bis 0,00032. Nimmt man den Durchschnitt aller Ergebnisse in seinen Tabellen, so erhalten wir

$$\alpha''_\lambda - \alpha'_\lambda = 0{,}000\,203,$$

daher

$$\alpha''_n = 0{,}00\,441;$$

und hieraus und aus dem aus Kohlrausch's Wanderungsgeschwindigkeiten sich ergebenden Werthe von

$$n = 0{,}167$$

wurden die electromotorischen Kräfte in der letzten Columne der obigen Tabelle berechnet.

§ 21. In Anbetracht der enormen Grösse der Versuchsfehler, welche aus der besonderen Weise, in welcher die verschiedenen Quantitäten in die Formel eintreten, hervorgeht, ist die Uebereinstimmung zwischen den beobachteten und den berechneten electromotorischen Kräften in den obigen Tabellen ausserordentlich gut. Die Uebereinstimmung zwischen den verschiedenen Tabellen, insofern der Temperaturcoefficient der Ueberführungszahl für eine Tabelle aus den Ergebnissen einer anderen berechnet werden kann, ist ebenfalls sehr befriedigend. Diese letztere Uebereinstimmung ist eher besser, als die Versuchsfehler erwarten lassen, und muss daher als mehr oder weniger zufällig angesehen werden. Um persönliche Irrthümer so sehr als möglich zu verhüten, maass ich in jedem Falle die electromotorischen Kräfte, bevor ich sie berechnete, und daher erhebt die Uebereinstimmung mit den Rechnungen, besonders da die Theorie solch ein wichtiges Merkmal wie ein gut bestimmtes Maximum vollständig bestätigt, Nernst's Gleichungen zu einem sehr hohen Grade der Wahrscheinlichkeit.

Messungen an Ketten des „zweiten Typus".

§ 22. Die folgenden Paragraphen beschreiben die Resultate von Experimenten mit Ketten, in welchen die beiden Lösungen I und II von derselben Concentration waren, jedoch verschiedene gelöste Substanzen enthielten. Sonst waren die Ketten dieselben wie vorher, und die Methode der Messung der electromotorischen Kräfte war die in den vorhergehenden

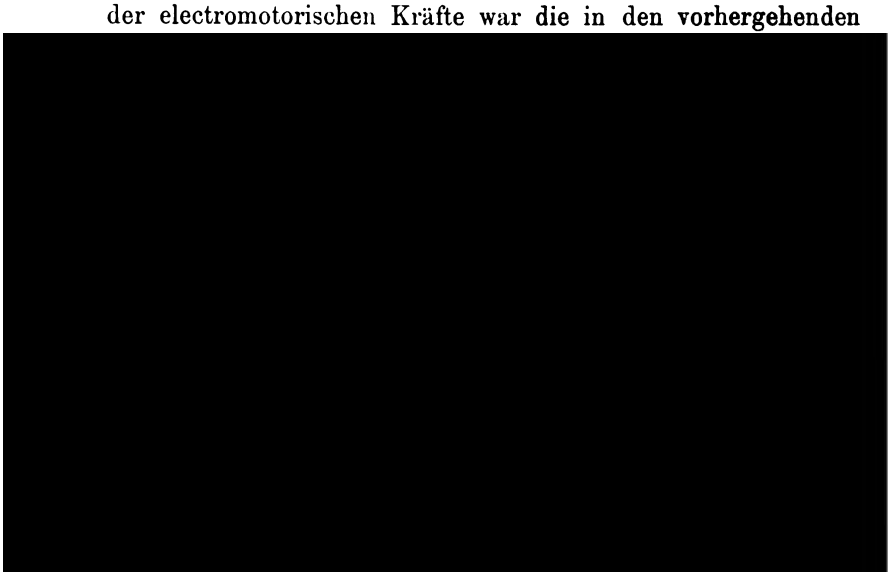


Tabelle 2.

Lösung I HCl 0,02 = normal
Lösung II NaCl 0,02 = normal

t_1	t_2	$t_2 - t_1$	Electromotor. Kraft beob.	ber.	Diff.	E.M.K. $\times 10^{-4}$ / $t_2 - t_1$
15,4	30	14,6	38,2	4,1	34,1	2,34
15,5	45,6	30,3	77,9	8,9	69,0	2,27

Tabelle 3.

Lösung I KCl 0,02 = normal
Lösung II NaOH 0,02 = normal

t_1	t_2	$t_2 - t_1$	Electromotor. Kraft beob.	ber.	Diff.	E.M.K. $\times 10^{-4}$ / $t_2 - t_1$
18,8	39,1	10,3	46,2	2,0	44,7	4,27
18,8	36,9	18,1	79,2	3,4	75,8	4,18
18,8	46,8	28,0	119,0	5,0	114,0	4,07

Tabelle 4.

Lösung I HCl 0,02 = normal
Lösung II KCl 0,02 = normal

t_1	t_2	$t_2 - t_1$	Electromotor. Kraft beob.	ber.	Diff.	E.M.K. $\times 10^{-4}$ / $t_1 - t_1$
19,7	29,6	9,9	30,0	3,0	27,0	2,67
20,7	36,9	16,2	47,6	5,3	42,3	2,61
20,8	43,1	22,3	60,6	7,4	53,2	2,39
21,0	50,4	29,4	79,0	10,1	68,9	2,35

Tabelle 5.

Lösung I NaCl 0,02 = normal
Lösung II NaOH 0,02 = normal

t_1	t_2	$t_2 - t_1$	Electromotor. Kraft beob.	ber.	Diff.	E.M.K. $\times 10^{-4}$ / $t_2 - t_1$
18,8	31,8	13,0	57,4	2,8	54,6	4,26
18,0	36,1	18,1	76,5	3,5	73,0	4,23
19,0	45,8	26,8	121,7	4,6	117,1	4,37
18,2	50,7	32,5	142,0	5,4	136,6	4,20
19,2	58,4	39,2	175,5	6,2	169,3	4,32

Tabelle 6.

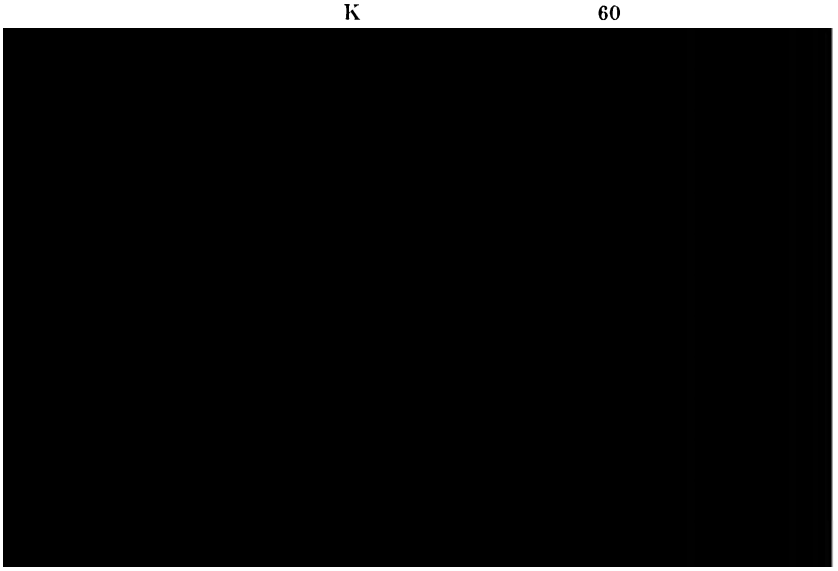
Lösung I NaCl 0,02-normal
Lösung II HNO_2 0,02-normal

t_1	t_2	$t_2 - t_1$	Electromotor. Kraft beob.	ber.	Diff.	E.M.K. × 10^{-4} / $t_2 - t_1$
18,5	27,6	8,5	— 25,8	—1,4	— 24,4	—2,88
19,3	35,1	15,8	— 57,7	—2,2	— 55,5	—3,51
18,6	42,6	24,0	— 95,1	—4,1	— 91,0	—3,79
19,5	52,5	33,0	—130,2	—6,1	—124,1	—3,76

Die beiden ersten Columnen in den obigen Tafeln e halten die Temperaturen der beiden Trennungsflächen und dritte ihre Differenz. Die vierte enthält die beobachtet electromotorischen Kräfte und die fünfte die Summe der a Gleichung (3) (§ 2) berechneten electromotorischen Kräfte, an den Trennungsflächen wirken.

§ 24. Die Berechnung geschah, wie folgt: Die Form enthält die Wanderungsgeschwindigkeiten der Ionen. I Werthe bei 18° C. entnahm ich der von F. Kohlrausc gegebenen Tabelle. Sie sind für

Ionen	Wanderungsgeschwindigkeit
Cl	63
OH	165
H	290
Na	41
K	60



§ 25. Die Formel gilt nur für electromotorische Kräfte an Trennungsflächen und Planck hat sie natürlich nur auf solche angewendet. Wir können sie daher auf unsere Ketten nur unter der Annahme anwenden, dass keine anderen electromotorischen Kräfte vorkommen, als die an den beiden Trennungsflächen. Dass dagegen beträchtliche electromotorische Kräfte in den Temperaturgefällen wirken, ist schon öfters von Hrn. Nernst[1]) betont worden. Heben diese Kräfte sich nicht auf, dann ist zu erwarten, dass die Formel die beobachteten electromotorischen Kräfte nicht angeben wird. In der That sieht man leicht, dass durchaus keine Uebereinstimmung herrscht zwischen den beobachteten und den berechneten electromotorischen Kräften in den obigen Tabellen. Dies kommt aller Wahrscheinlichkeit nach *nicht* von der Ungenauigkeit der Formel. Die letztere ist durch strenge mathematische Analyse aus der Theorie der Wanderung der Ionen und des osmotischen Druckes entwickelt und ferner für constante Temperaturen experimentell bestätigt[2]) worden. Die Versuchsfehler konnten unmöglich so gross sein, dass sie die Differenz zwischen den beobachteten und den berechneten Werthen in den obigen Tabellen decken, da die beobachteten Werthe öfters zehnmal so gross wie die berechneten sind. Wir müssen daher andere Ursachen der Verschiedenheiten suchen, als die Ungenauigkeit der Formel. Electromotorische Kräfte, die nicht in Betracht gezogen worden, müssen irgendwo in der Kette wirken. Diese electromotorischen Kräfte können natürlich nicht in einer Lösung von constanter Concentration und bei constanter Temperatur hervorgebracht werden; sie müssen daher in den Temperaturgefällen in Lösung II und in der rechts befindlichen Lösung I wirken (vgl. Schema (1) § 1).

§ 26. Dass electromotorische Kräfte in den Temperaturgefällen wirken, hätte deshalb vorausgesetzt werden können, weil der Thomsoneffect in Electrolyten, sowohl wie in metallischen Leitern beobachtet worden ist. In der That verlangt

1) Nernst, Zeitschr. f. physik. Chem. **4.** p. 169; Vorlesungen im Wintersemester 1895/1896. Sepab. f. d. Naturf.-Vers. in Frankfurt 1896.

2) Planck, l. c. u. Negbauer, Zeitschr. f. physik. Chem. **1.** p. 28. 1893.

die gewöhnliche Theorie electrolytischer Leitung, dass solche electromotorische Kräfte existiren, wie aus folgendem zu ersehen ist: Nehmen wir an, dass die Lösung in einer geraden, parallel zu der Axe von x gestellten Röhre enthalten ist. Der osmotische Druck soll p sein, die Concentration c und das electrische Potential P, und diese Quantitäten zusammen mit der absoluten Temperatur T sollen Functionen nur von x und der Zeit sein. Nach Nernst's Theorie ist die Gleichung für die Bewegung der Ionen unter diesen Umständen

$$u\left(\frac{dp}{dx} + c\frac{dP}{dx}\right) = v\left(\frac{dp}{dx} - c\frac{dP}{dx}\right), \tag{8}$$

daher

$$\frac{dP}{dx} = -\frac{u-v}{c(u+v)}\frac{dp}{dx} = -\frac{1-2n}{c}\frac{dp}{dx};$$

aber da

$$p = cRT,$$

so ist

$$\frac{dp}{dx} = cR\frac{dT}{dx},$$

wenn wir c als constant annehmen.

Daher

$$\frac{dP}{dx} = -(1-2n)R\frac{dT}{dx}.$$

Integriren wir diesen Ausdruck, so erhalten wir für die gesammte electromotorische Kraft

wenn man den Ausdruck nicht zu genau nimmt, constant ist. Die folgende Tabelle enthält die beobachteten und nach Formel (9) berechneten Werthe dieser electromotorischen Kräfte für einen Grad Temperaturdifferenz. Der Temperaturcoefficient α ist sehr klein, und habe ich ihn daher vernachlässigt.

Lösungen I	Lösungen II	Electromotorische Kräfte beobachtet	Electromotorische Kräfte berechnet
HCl	NaCl	+ 2,24	— 0,75
HCl	KCl	+ 2,51	— 0,57
NaCl	HNO_3	— 3,69	+ 0,76
NaCl	NaOH	+ 4,26	— 0,34
KCl	NaOH	+ 4,17	— 0,52

Die Werthe der Ueberführungszahlen wurden, wie vorher aus Kohlrausch's Wanderungsgeschwindigkeiten berechnet.

§ 28. Obgleich die obige Theorie nicht die beobachteten Werthe ergiebt, so können doch durch eine kleine Veränderung an ihr die electromotorischen Kräfte folgendermaassen erklärt werden. Hr. Nernst[1]) hat angenommen, dass neben dem osmotischen Druck und den electrischen Kräften andere Kräfte auf die Ionen wirken, welche dem Verhältniss der Temperaturveränderung entlang der Axe von x direct proportional sind. Wenn diese Kräfte für das positive bez. negative Ion ausgedrückt werden durch

$$k' \frac{dT}{dx} \quad \text{und} \quad k'' \frac{dT}{dx}$$

für jedes g-Molecül, so wird Gleichung (8)

$$(10) \quad u\left(\frac{dp}{dx} + c\frac{dP}{dx} - ck'\frac{dT}{dx}\right) + v\left(\frac{dp}{dx} - c\frac{dP}{dx} - ck''\frac{dT}{dx}\right).$$

Wenn wir hierin dP/dx auflösen und entlang der Röhre integriren, so erhalten wir unter Vernachlässigung des Temperaturcoefficienten der Ueberführungszahl

$$(11) \quad E = [(1 - 2n)K - (1 - 2n)k' + nk''](t_2 - t_1)$$

für die electromotorische Kraft entlang dem Temperaturgefälle, und dieser Ausdruck ist recht verschieden von (9).

Wie sind diese neuen Kräfte zu Stande gekommen? Man kann sich die Sache etwa folgendermaassen vorstellen: Befindet sich die ganze *homogene* Lösung bei gleicher Tempera-

1) Nernst, l. c.

tur und gleichem Druck, so heben sich die Kräfte, die durch die Wechselwirkung zwischen gelöstem Stoff und Lösungsmittel hervorgebracht werden und die in allen Richtungen hin wirken, auf, und die gesammte Wirkung ist Null. Wird nun die Temperatur der Lösung auf einer Seite eines beliebigen Punktes erhöht, so ändern sich die Kräfte, die von diesem Theil des Lösungsmittels herrühren, und die Kräfte heben sich nicht mehr auf. Es wirkt auf ein Ion eine resultirende Kraft, die es nach dem warmen Theil der Lösung hintreibt, oder umgekehrt. Die neuen Kräfte sind also nach diesem Gesichtspunkte als Kräfte zu betrachten, die die Vertheilung eines gelösten Stoffes zwischen einem warmen und einem kalten Theil des Lösungsmittels theilweise bedingen.

Nach dieser Theorie sind auch die electromotorischen Kräfte der Temperaturdifferenz annähernd proportional und von der Concentration unabhängig. Die Experimente bestätigen diese beiden Folgerungen. Dass die electromotorischen Kräfte unabhängig von den Concentrationen sind, ist aus den Tabellen I und II zu ersehen, welche Ergebnisse für dieselben, jedoch verschieden concentrirten Substanzen enthalten. Es folgt auch aus den in den vorhergehenden Abschnitten gegebenen Resultaten (§§ 10—21), denn Nernst's Formel wäre gewiss nicht anwendbar gewesen, wenn nicht die electromotorischen Kräfte in dem Temperaturgefälle in den beiden Lösungen gleich gewesen wären, und deshalb, da sie entgegengesetzt gerichtet waren, sich nicht einander aufgehoben hätten. Ferner, dass die electromotorischen Kräfte der Temperatur-

§ 30. Für den Fall, dass ein Strom durch das in §§ 26 bis 28 erwähnte Rohr geht, muss man die Gleichungen folgendermaassen generalisiren. Wenn der Querschnitt des Rohres q ist, so ist die Anzahl der positiven Ionen, welche in der Zeiteinheit durch einen Querschnitt gehen,

$$-qu\left[\frac{dp}{dx}+c\frac{dP}{dx}-k'c\frac{dT}{dx}\right] \tag{12}$$

und die Anzahl der negativen Ionen

$$-qv\left[\frac{dp}{dx}-c\frac{dP}{dx}-k''c\frac{dT}{dx}\right]. \tag{13}$$

Wenn I der Strom ist, der durch den Electrolyten pro Querschnittseinheit geht, wird die Bewegungsgleichung der Ionen

$$\left\{\begin{aligned} I&=-\varepsilon u\left[\frac{dp}{dx}+c\frac{dP}{dx}-ck'\frac{dT}{dx}\right]+\varepsilon v\left[\frac{dp}{dx}-c\frac{dP}{dx}-k''c\frac{dT}{dx}\right]\\ &=-\varepsilon\left[(u-v)\frac{dp}{dx}+c(u+v)\frac{dP}{dx}-c(uk'-vk'')\frac{dT}{dx}\right], \end{aligned}\right. \tag{14}$$

wo ε die electrische Ladung eines positiven Grammmolecüles ist. Dies ist die allgemeine Stromgleichung für einen binären Electrolyten, dessen Ionen einwerthig sind. Wir werden dieselben in mehreren besonderen Fällen anwenden.

§ 31. Der einfachste Fall ist der des Soret'schen Phänomens. Wenn kein Strom durch das Rohr geht und wenn der Electrolyt den Gleichgewichtszustand erreicht hat, dann ist sowohl die Anzahl der positiven als auch die der negativen Ionen, welche durch einen gegebenen Querschnitt gehen, = Null, und die beiden Ausdrücke (12) und (13) verschwinden, folglich

$$\frac{dp}{dx}+c\frac{dP}{dx}-ck'\frac{dT}{dx}=0, \tag{15}$$

$$\frac{dp}{dx}-c\frac{dP}{dx}-ck''\frac{dT}{dx}=0. \tag{16}$$

Addiren wir diese beiden Gleichungen, so erhalten wir

$$2\frac{dp}{dx}-c(k'+k'')\frac{dT}{dx}=0.$$

Der osmotische Druck, die Concentration und die Temperatur stehen durch das Gasgesetz in Beziehung zu einander nach der Gleichung

$$p=cRT,$$

folglich

$$c = \frac{p}{R\,T}$$

und

$$2\,\frac{1}{p}\frac{dp}{dx} - (k' + k'')\,\frac{1}{R\,T}\frac{dT}{dx} = 0.$$

Wenn wir diese Gleichung von einem Ende des Rohres zum anderen integriren, so haben wir

$$2\log\frac{p_2}{p_1} = \frac{k' + k''}{R}\log\frac{T_2}{T_1}.$$

Nach dem Gasgesetz ist:

$$p_1 = c_1\,R\,T_1 \quad \text{und} \quad p_2 = c_2\,R\,T_2,$$

und folglich

$$\log\frac{c_2}{c_1}\frac{T_2}{T_1} = \frac{k' + k''}{2\,R}\log\frac{T_2}{T_1}.$$

Wenn also die Grösse $(k' + k'')$ nicht gleich Null ist, so kann das Verhältniss von c_2 zu c_1 nicht gleich dem Verhältniss von T_1 zu T_2 sein.

§ 32. Wenn die Werthe der Proportionen c_1/c_2 und T_1/T_2 bekannt sind, so kann der Werth der Summe der Constanten, $k' + k''$, berechnet werden. Die folgende Tabelle enthält die von Arrhenius für das Soretphänomen gefundenen Ergebnisse:

Electrolyt	Concentration	Proportion $\frac{c_1}{c_2}$
HCl	0,02-normal	1,105
HCl	1,0 „	1,093
HNO		

ıd in keinem Fall ist es gleich dem Verhältniss c_1/c_2. Dies ıd weitere Beweise für Nernst's Annahme.

§ 33. Die Theorie erfordert (d. h. wenn k' und k'' conınt sind), dass die Proportion c_1/c_2 unabhängig von den soluten Werthen von c_1 und c_2 ist. In der That differiren ɜ beiden für Salzsäure in der Tabelle angegebenen Proporınen nur um etwa 1 Proc., was auch bei denen für Salpeterure der Fall ist. Für Natronlauge und Kupfersulfat jedoch dern sich die Werthe der Proportion beträchtlich. Diese ɜränderungen können dem Umstande zuzuschreiben sein, ıss in den Fällen der grösseren Concentrationen die Electroten nicht als vollständig dissociirt angesehen werden können, ɔer vielleicht ist die richtige Erklärung die folgende: Die ɔige Theorie setzt nur zwei Ionen in der Lösung voraus. un fordern die Gesetze der Thermodynamik, dass alle mögɜhen Ionen wenigstens in endlichen Quantitäten vorhanden ɜien und weiter, dass ihre relativen Concentrationen sich im llgemeinen beträchtlich mit der Gesammtzahl der in der ösung befindlichen Ionen verändern. Die von uns angenomıenen Kräfte wirken natürlich auf alle Ionen und werden im llgemeinen für die verschiedenen Ionen verschieden sein. ɔaher die Veränderung der Proportion c_1/c_2 mit der Conɜntration.

§ 34. In dem obigen Gleichgewichtsfall ist eine in dem ɜmperaturgefälle wirkende electromotorische Kraft vorhanden, elche sich sehr leicht berechnen lässt. Subtrahiren wir ämlich Gleichung (16) von Gleichung (15), so erhalten wir

$$2\frac{dP}{dx} - (k' - k'')\frac{dT}{dx} = 0,$$

ɜer

$$\frac{dP}{dx} = \frac{k' - k''}{2}\frac{dT}{dx},$$

ıd wenn wir integriren, so wird die Potentialdifferenz an ɜiden Enden des Rohres

$$P_2 - P_1 = \frac{k' - k''}{2}(T_2 - T_1).$$

Wenn diese Potentialdifferenz gemessen werden könnte, ɔ könnte man die Differenz der Constanten k' und k'' berech-

nen und diese zusammen mit dem Werthe ihrer Summe würde uns die Constanten selbst ergeben.

§ 35. Die Diffusion der Ionen lässt sich, im Falle dass kein Strom durch die Lösung hindurchfliesst, sehr leicht berechnen. Die Summe der positiven oder der negativen Ionen, welche in der Zeiteinheit durch die Querschnitteinheit gehen, ist

$$(17)\qquad \begin{cases} S_p = -u\left[\frac{dp}{dx} + c\frac{dP}{dx} - ck'\frac{dT}{dx}\right], \\ S_n = -v\left[\frac{dp}{dx} - c\frac{dP}{dx} - ck''\frac{dT}{dx}\right]. \end{cases}$$

Multipliciren wir die erste der Gleichungen mit v und die zweite mit u und addiren dann, so erhalten wir

$$(u+v)S_p = (u+v)S_n = -uv\left[2\frac{dp}{dx} - (k'+k'')\frac{dT}{dx}\right]$$

oder

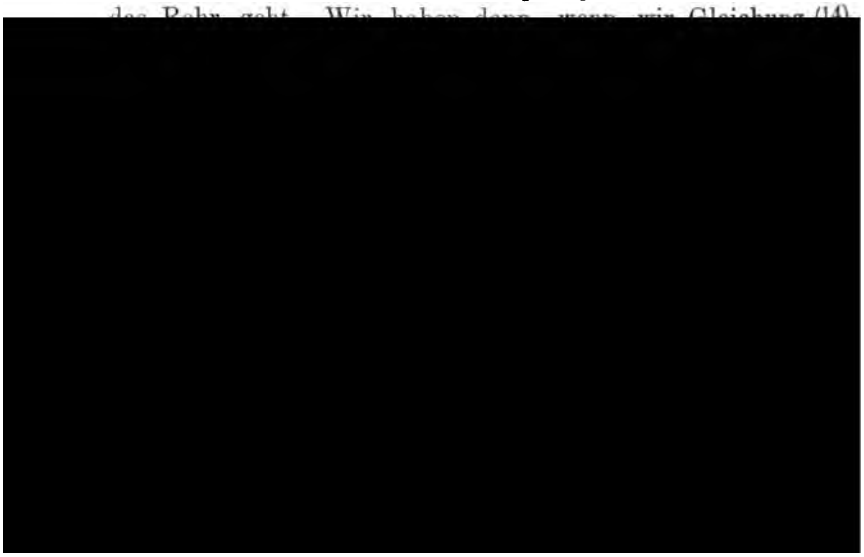
$$S_p = S_n = -\frac{uvc}{u+v}[2R - (k+k'')]\frac{dT}{dx} - \frac{2RTuv}{u+v}\frac{dc}{dx}$$

da

$$\frac{dp}{dx} = cR\frac{dT}{dx} + RT\frac{dc}{dx}.$$

Daher kann die Geschwindigkeit, mit der die electrolytische Diffusion vor sich geht, nach dem Soret'schen Phänomen berechnet werden; u und v müssen natürlich in den richtigen Einheiten ausgedrückt werden.

§ 36. Wir wollen als einen allgemeineren Fall annehmen, dass ein Strom von der Stärke I pro Querschnitteinheit durch



wird pro Längeneinheit des Rohres durch den letzten Ausdruck der rechten Seite der Gleichung (18) dargestellt.

Die electrische Energie, welche an den Electrolyten abgegeben worden ist, beträgt pro Volumen- und Zeiteinheit

$$-I\frac{dP}{dx} = \frac{I^2}{\varepsilon(u+v)c} + I[(1-2n)R - (1-n)k' + nk'']\frac{dT}{dx}.$$

Die Grösse $I^2/\varepsilon(u+v)c$ stellt die Energiemenge, die in Wärme in Uebereinstimmung mit dem Joule'schen Gesetze umgewandelt wird, dar, und hängt nicht von der Stromrichtung ab, während der letzte Ausdruck

$$I[(1-2n)R - (1-n)k' + k'']\frac{dT}{dx} \tag{19}$$

die Menge der je nach der Richtung des Stromes absorbirten oder abgegebenen Energie bezeichnet, welche den Electrolyten erwärmt oder abkühlt. Dies Phänomen ist von Bagard[1]) beobachtet worden. Integriren wir den Ausdruck (19) von einem Ende des Rohres zum anderen, so erhalten wir

$$I[(1-2n)R - (1-n)k' + nk''](T_2 - T_1)$$

als die gesammte Energiemenge, welche ausser der Joule'schen Wärme in der Zeiteinheit umgewandelt worden ist. Es ist nicht unwahrscheinlich, dass nur ein Theil dieser Energie aus oder in Wärme umgewandelt wird. Durch die Bewegung der Ionen wird möglicherweise ein Theil dazu verbraucht, die chemische Energie des Systemes zu verändern.

§ 37. In dem allgemeinsten Falle sind c, p und T Functionen von x und daher wird Gleichung (14)

$$\frac{I}{c\varepsilon(u+v)} = -\frac{dP}{dx} - [(1-2n)R - (1-n)k' + nk'']\frac{dT}{dx} - (1-2n)RT\frac{dc}{dx}.$$

Diese Gleichung kann nur dann integrirt werden, wenn T eine Function von c oder T und c bekannte Functionen von x sind. Es ist also im allgemeinen die Potentialdifferenz an den Enden des Rohres abhängig von dem Fallen der Temperatur, sowie von den Endwerthen dieser.

1) Bagard, Ann. de Chim. et Phys. (7) **3.** p. 118. 1894.

§ 38. Die Diffusion kann in diesem allgemeinsten Falle folgendermaassen berechnet werden. Aus Gleichung (17) erhalten wir

$$v S_p + u S_n = - u v \left[2 \frac{dp}{dx} - c(k' + k'') \frac{dT}{dx} \right].$$

Wir haben

$$S_p - S_n = \frac{I}{\varepsilon},$$

folglich

$$(u + v) S_p - \frac{I}{\varepsilon} u = - u v \left[2 \frac{dp}{dx} - c(k' + k'') \frac{dT}{dx} \right]$$

$$(u + v) S_n + \frac{I}{\varepsilon} v = - u v \left[2 \frac{dp}{dx} - c(k' + k'') \frac{dT}{dx} \right]$$

und die Gesammtsumme der positiven und negativen Ionen, welche pro Querschnitts- und Zeiteinheit durch das Rohr geht, ist

$$N = S_p + S_n = - \frac{2uv}{u+v} \left[2 \frac{dp}{dx} - c(k' + k'') \frac{dT}{dx} \right] + \frac{u - v}{u + v} \cdot \frac{I}{\varepsilon}$$

$$= - \frac{2uvc}{u+v} [2R - (k' + k'')] \frac{dT}{dx} - \frac{4uv}{u+v} RT \frac{dc}{dx} + \frac{u-v}{u+v} \cdot \frac{I}{\varepsilon}$$

Die beiden letzten Glieder in diesem Ausdruck für N sind die in der Theorie der Diffusion[1]) gegebenen. Das erste Glied zeigt die Wirkung der Temperaturdifferenz.

§ 39. Die Theorie kann auch dann Anwendung finden wenn eine beliebige Anzahl von Substanzen sich in der Lösung befindet. Angenommen u_1, u_2, ... und v_1, v_2, ... seien die Beweglichkeiten der positiven bez. negativen Ionen, und

so wird dann die Fundamentalgleichung folgende:

$$I = -\varepsilon \left[\frac{d(U-V)}{dx} + \frac{U+V}{RT}\frac{dP}{dx} - \frac{U'-V'}{RT}\frac{dT}{dx} \right]$$

wenn

$$U' = u_1 k_1' p_1 + u_2 k_2' p_2 + \ldots$$

und

$$V' = v_1 k_1'' q_1 + v_2 k_2'' q_2 + \ldots$$

und dies ist ihre allgemeinste Form für einwerthige Ionen.

Uebersicht.

§ 40. In den Abschnitten 10—21 der vorliegenden Abhandlung haben wir gesehen, dass Nernst's Formel

$$E = R \left[\frac{u_1 - v_1}{u_1 + v_1} T_1 - \frac{u_2 - v_2}{u_2 + v_2} T_2 \right] \log \frac{c_1}{c_2}$$

die electromotorischen Kräfte einer Kette von der Form

$$\text{Lösung I}_{T_1} \mid \text{Lösung II} \mid \text{Lösung I}_{T_2}$$

darstellt, wenn Lösung I und II dieselbe gelöste Substanz enthalten, aber verschieden concentrirt sind. Die berechneten electromotorischen Kräfte stimmen mit den beobachteten überein, sogar bei einer Salzsäurekette, wo die electromotorische Kraft ein sehr bestimmtes Maximum erreicht, sodass man von den Versuchsergebnissen sagen kann, sie bilden einen schlagenden Beweis der Nernst'schen Theorie.

§ 41. In den Abschnitten 22—25 sahen wir, dass in dem Falle, wo Lösung I und II verschiedene gelöste Substanzen enthielten, aber von derselben Concentration waren, die electromotorische Kraft der ganzen Kette nicht gleich der Summe derer an den Trennungsflächen der Lösungen war, für welche Planck's Formel gilt:

$$E = RT \log \frac{u' + v''}{u'' + v'} .$$

Da diese Formel aus wohl begründeten Theorien mathematisch entwickelt und ferner für *eine* Temperatur experimentell bestätigt ist, und da die beobachteten Werthe oft zehnmal so gross wie die berechneten waren, so blieb nichts anderes übrig, als anzunehmen, dass andere electromotorische Kräfte in der Kette wirkten, welche nicht an der Trennungsfläche ihren Sitz haben. Diese electromotorischen Kräfte konnten

nur in dem Temperaturgefälle der beiden Lösungen wirken, sodass die Experimente entscheidende Beweise für die Existenz solcher electromotorischen Kräfte lieferten.

§ 42. Wir sahen ferner in den Abschnitten 26—28, dass die Theorie des osmotischen Druckes und der Wanderung der Ionen diese electrischen Kräfte nicht erklären würde. Wir haben demnach zu ihrer Erklärung angenommen, dass Kräfte auf die Ionen wirken, welche der Temperaturdifferenz zuzuschreiben sind und durch die Ausdrücke

$$k' \frac{dT}{dx} \quad \text{und} \quad k'' \frac{dT}{dx}$$

in der Gleichung für die Bewegung der Ionen dargestellt werden können. Nach dieser Theorie müssten die electromotorischen Kräfte der Temperaturdifferenz an den beiden Enden des Rohres proportional und von der absoluten Concentration der Lösungen unabhängig sein, vorausgesetzt natürlich, dass die gelösten Substanzen als vollständig dissociirt angesehen werden können. Die Experimente bestätigen diese beiden Schlussfolgerungen. Es ist mir nicht gelungen, Werthe für die beiden Constanten k' und k'' zu erhalten, auch nicht die Theorie quantitativ zu bestätigen. Der Gegenstand erfordert weitere Untersuchung.

§ 43. In Abschnitt 29—39 wurden einige Folgerungen aus der obigen Theorie entwickelt und es wurde gezeigt, dass sie das Soretphänomen erklärte und den Thomsoneffect bei Electrolyten voraussagte.

14. *Ueber vermeintliche tangentiale Schirmwirkung; von H. du Bois.*

§ 1. In einer vorigen Mittheilung [1]) habe ich zwei typische Specialfälle magnetischer Schirmwirkung, diejenige concentrischer Hohlkugeln und Hohlcylinder, einer eingehenderen Behandlung zu unterziehen versucht. Hierbei, sowie überhaupt bei der Schirmwirkung mittels eines beliebig gestalteten Hohlkörpers treten Kraftlinien durch einen mehr oder weniger ausgedehnten Theil der Begrenzungsfläche des Ferromagneticums ein oder aus. Bei dem meistens obwaltenden hohen Werthe der Permeabilität bedingt das tangentiale Brechungsgesetz einen geringen äusseren Ein- oder Austrittswinkel; zumal bei dickeren Panzern verlaufen daher die Kraftlinien in der Luft nahe den Grenzflächen fast normal zu letzteren, wofern sie dieselben überhaupt durchsetzen (vgl. l. c. § 20, Fig. 6). Bekanntlich entspricht dem nun unter allen Umständen das Auftreten „freien Magnetismus", und dieses ist für die bisher ins Auge gefasste Art der Schirmwirkung charakteristisch.

§ 2. Ausserdem ist aber von vielen Forschern noch eine wesentlich verschiedenartige Schirmwirkung angenommen worden, bei welcher der Uebertritt von Kraftlinien durch die Grenzflächen nicht als nothwendige Bedingung angesehen wird, jene vielmehr überall mit diesen zusammenfallen sollen; zum Unterschiede könnte eine derartige Erscheinung daher als *tangentiale Schirmwirkung* bezeichnet werden. Eine solche ist bald für ferromagnetische Substanzen überhaupt, bald nur für solche mit hoher Coercitivintensität postulirt worden. [2]) Selbstverständlich ist hier ausschliesslich der Fall stationärer Schirmwirkung

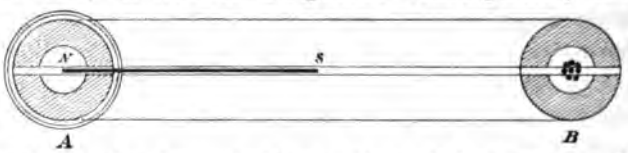
1) du Bois, Wied. Ann. **63.** p. 348. 1897 und **65.** p. 1. 1898.

2) *Literatur:* v. Feilitzsch, Pogg. Ann. **80.** p. 321. 1850; v. Kolke, Pogg. Ann. **81.** p. 321. 1850; v. Waltenhofen, Sitzungsber. d. k. Gesellsch. d. Wissensch. zu Wien **62.** 2. Abth. p. 438. 1870; Jamin, Journ. de physique (1) **5.** p. 73. 1876; W. v. Siemens, Wied. Ann. **14.** p. 653. 1881 und Ges. Abhandl. 2. Aufl. **1.** p. 334. Berlin 1889; Leduc, Journ. de physique (2) **6.** p. 239. 1887; Silv. Thompson, The Electromagnet 2. Aufl. p. 86. 180. London 1892; Grotrian, Wied. Ann. **50.** p. 705.

ins Auge zu fassen. Die Entstehungsweise des dauernden Gleichgewichtszustandes und insbesondere der vorübergehende — wenn auch zuweilen recht lange anhaltende — Einfluss von Wirbelströmen ist dabei ausser Betracht zu lassen.

Da die Frage nach der Existenz einer tangentialen Schirmwirkung von manchen Physikern nach wie vor bejaht wird, erscheint es geboten, auch sie im Lichte einiger neuerer Untersuchungen einer Discussion zu unterziehen; freilich möchte ich vorweg bemerken, dass diese meiner Ansicht nach zu einem negativen Resultate führt.

§ 3. Zur Klärung der Frage knüpft man am besten wieder an eine Specialgestalt an, welche für eine eventuelle tangentiale Schirmwirkung typisch sein würde, nämlich an das Hohltoroid. Die Figur stellt einen Meridianschnitt durch ein solches dar; es wird im Folgenden vorausgesetzt, dass die



Dimensionen des Querschnittes gering sind gegen den Durchmesser des Leitkreises. Es sind nun zwei Fälle zu unterscheiden, deren Benennungsweise im Anschluss an § 17 meiner erwähnten Mittheilung gewählt ist, wenn es sich hier auch nur um einen nachgewiesenen Gegensatz zwischen beiden Fällen und nicht, wie dort, um eine Reciprocität im wörtlichen Sinne handelt:

Beiden Fällen ist der Umstand gemeinsam, dass jede eschlossene Kraftlinie n-fach mit den Stromleiter verkettet it; mithin beträgt bei jeder Umkreisung der Kraftlinie die unahme des vieldeutigen magnetischen Potentials $\pm 4\pi nI$, enn I die Stromstärke bedeutet. Dieser Fundamentalsatz isst sich bekanntlich rein geometrisch beweisen [1]) und t von absoluter Allgemeinheit; insbesondere ist er unbhängig von der Natur des Mediums, welches den betrachteten aum vollständig oder nur zum Theil erfüllt. Dadurch wird einer Ansicht nach an und für sich bereits die Möglichkeit gend welcher tangentialer Schirmwirkung ausgeschlossen. Inessen erscheint es doch angemessen, auf einige der einschlägigen ntersuchungen näher einzugehen.

§ 4. Fall A ist auf meine Veranlassung von Hrn. Kirädter l. c. verwirklicht worden. Er gelangte dabei zum esultate, dass eine merkliche innere tangentiale Schirmwirkung, e sie u. a. von v. Feilitzsch und von Hrn. Grotrian genommen worden war, sich nicht nachweisen lässt. Ganz gesehen von obigem theoretischen Schlusse, erscheint es nun non vom rein empirischen Standpunkte nicht recht wahrheinlich, dass bei der umgekehrten Anordnung eine äussere ngentiale Schirmwirkung auftreten werde.

Letzteres hatte W. v. Siemens l. c. untersucht; seine Anlnung war die in B. dargestellte und die Versuche ergaben eine, nn auch nur sehr geringe äussere Schirmwirkung; aus seinen gaben geht nicht hervor, von welcher Grössenordnung diese r; Stefan [2]) fasst übrigens die Siemens'schen Versuche auf, als ob ihr Resultat ein negatives gewesen wäre. s giebt nun drei Gründe, welche selbst bei sorgfältigster erstellung [3]) die Wirkung des circularmagnetisirten, aus rei Hälften bestehenden Hohltoroids bedingen können, h. also, wenn letztere derjenigen der umschlossenen Windungen entgegengesetzt ist, eine scheinbare Schirmwirkung.

1) Vgl. u. a. Maxwell, Treatise 2. Aufl. 1. § 16–20. Oxford 1881.

2) Stefan, Sitzungsber. d. k. Gesellsch. d. Wissensch. zu Wien. . 2. Abth. p. 622. 1882; Wied. Ann. 17. p. 938. 1882.

3) Wie Hr. O. Frölich mir nachträchlich mitzutheilen die Güte tte, waren die Siemens'schen Halbtoroide damals aus Eisenplatten sgedreht und deren Wandstärke möglichst gleichmässig geschliffen.

Es sind dies in der Reihenfolge ihrer Erheblichkeit: 1. Streuun am Aequatorialschnitt, welcher die beiden Hälften trennt un in der Figur übertrieben weit gezeichnet ist. 2. Geringe Un gleichmässigkeiten der Wanddicke. 3. Heterogenität des Material In dieser Beziehung verhält sich Fall A günstiger, weil do die Kraftlinien peripherisch verlaufen, mithin parallel de Schnitte und in einer Richtung, in welcher Ungleichheiten de Wanddicke infolge der Art des Abdrehens weniger zu befürchte sind. Was die Heterogenität betrifft, so ergab sich inbesonder bei den Kirstädter'schen Versuchen kein Grund eine solch in störendem Grade anzunehmen. Die Frage nach eine etwaigen tangentialen Schirmwirkung bei ferromagnetisch *weiche* Substanzen scheint mir hierdurch in negativem Sinne e ledigt zu sein.

§ 5. Nach Hrn. Föppl müsste indessen sowohl inner wie äussere tangentiale Schirmwirkung auftreten, sobald da Hohltoroid aus magnetisch *hartem* Material bestände. Für ein derartige Substanz gelten nämlich die Gleichungen

$$\frac{\partial \mathfrak{B}_z}{\partial y} - \frac{\partial \mathfrak{B}_y}{\partial z} = \frac{\partial \mathfrak{B}_x}{\partial z} - \frac{\partial \mathfrak{B}_z}{\partial x} = \frac{\partial \mathfrak{B}_y}{\partial x} - \frac{\partial \mathfrak{B}_x}{\partial y} = 0$$

— in der üblichen Bezeichnungsweise — *nicht*, während s für ein stromloses weiches Medium von *constanter* Permeabilit zutreffen.[1]) Dem pflichte ich zwar bei, bemerke aber, da deren Gültigkeit auch für eine Substanz von variabler, ab eindeutiger Permeabilität — wie sie das weichste Eisen na verwirklicht — bereits aufgehoben ist. Wenn daher Hr. Föp

inein versetzte. Zur Abwehr gegen diesen selbst erhobenen inwand bemerkt er, dass letzteres auszuführen physikalisch nmöglich sei. Dies ist allerdings zuzugeben; wenn aber durch en unendlich eng gedachten Aequatorialschnitt ein unendlich inner Radialmagnet NS hindurchgesteckt würde, so scheint ir dessen alsdann erfolgende continuirliche Rotation die öppl'sche Ansicht dennoch ad absurdum zu führen. Seiner uffassung, dass der Vector $\mathfrak{H}$ nicht immer ein Potential habe, nn ich ebenfalls nicht beipflichten; nach meiner Ansicht lt nach wie vor die alte potentialtheoretische Anschauung, ss jener Vector überall, nur nicht innerhalb der Stromäger, lamellar vertheilt sei, mithin ein Potential habe, soange das Gegentheil nicht ausdrücklich bewiesen ist.

§ 6. Was die experimentelle Prüfung der Föppl'schen heorie seitens der Herren Beck und A. Kohn betrifft, so eferte diese bisher noch keine übereinstimmenden Ergebnisse. reilich sind die Versuche nicht mit Hohltoroiden, sondern it mehr oder weniger langen Stücken Stahlrohr angestellt. ie von Ersterem in seiner zweiten Mittheilung erhobenen ritischen Einwände gegen die Versuche des Hrn. Kohn erscheinen nicht unberechtigt und sind meines Wissens bisher icht widerlegt worden. Hr. Beck constatirt die Abwesenheit irgend welcher tangentialer Schirmwirkung sowohl bei isen, wie auch bei Stahl. Auch erhebt er (l. c. p. 89) einen eiteren theoretischen Einwand gegen die Föppl'schen Schlussolgerungen betreffs der Fortpflanzung der Kraftlinien, welcher athematisch schwerlich zu widerlegen sein dürfte.

Berlin, Ostern 1898.

(Eingegangen 18. April 1898.)

15. *Ueber electrodynamische Spaltwirkungen; von Martin Latrille.*

Bei der Gleichheit der Differentialgleichungen der optischen Phänomene einerseits und der Strahlung electrischer Energie andererseits war eine weitgehende Analogie zwischen Lichterscheinungen und Wirkungen electrischer Kraft zu erwarten. In der That ist diese Analogie für eine grosse Reihe von Phänomenen wie Brechung, Reflexion, Beugung, Polarisation und Doppelbrechung schon von Heinrich Hertz und dann ausser von vielen anderen besonders von Righi[1]) experimentell durchgeführt worden. Doch sind, wenigstens soviel mir bekannt ist, jene eigenthümlichen Spaltwirkungen der Optik auf electrischem Gebiete noch nicht näher untersucht worden, welche für die Lichtwellen durch die Untersuchungen von G. Quincke[2]), Ambronn[3]), Du Bois und Rubens[4]) u. a. für Spalte und enge Gitter klar gelegt sind. Es hatte sich dabei ergeben, dass ein schmaler Spalt polarisirtem Licht gegenüber verschieden durchlässig ist je nach seiner Stellung zur Polarisations- bez. Schwingungsebene des Lichtes. Auf electrischem Gebiete habe ich nur eine diese Verhältnisse berührende gelegentliche Bemerkung in einer Arbeit von Waitz[5]) gefunden.

Schwingung einen in einer Metallplatte angebrachten Spalt gegenüberstellt, derselbe wesentlich durchlässiger ist, wenn er senkrecht zur Schwingungsrichtung des electrischen Kraftvectors steht, als bei paralleler Stellung. Die Abhängigkeit der durchgehenden Energie ausser von der Richtung auch von den Dimensionen des Spaltes zu untersuchen, war die Aufgabe folgender Arbeit.

Da ich bei Versuchen, die anfänglich zu einem anderen Zweck angestellt waren, die Erfahrung gemacht hatte, dass ein verhältnissmässig kleiner Spalt noch genügend Energie bei geeigneter Richtung hindurchlässt, um einen empfindlichen Cohärer leitend zu machen, wählte ich als Empfänger für die oben angedeuteten Beobachtungen dieses Reagens. Dafür sprachen die Empfindlichkeit desselben und die dadurch ermöglichte Einfachheit der ganzen Anordnung, dagegen allerdings die Unmöglichkeit, mit ihm genaue Messungen anzustellen. Da es aber der Zweck dieser Arbeit war, mehr den Gesammtcharakter jener Spaltwirkungen zu ermitteln, blieb ich bei der Wahl des Cohärers. Es ergab sich im weiteren Verlauf der Untersuchungen das nicht uninteressante Resultat, dass auch die Richtung des Cohärers zum Spalt von Einfluss auf die Erscheinungen ist.

Die Apparate.

Der Erreger, durch den ich die electrischen Wellen hervorbrachte, bestand aus einer Kugel (Fig. 1 *a*), in deren Nähe zwei andere kleinere verschiebbar angebracht waren. Die Verschiebbarkeit derselben gestattete es, die Funkenstrecke so zu reguliren, dass die entstehenden Wellen möglichst wirksam waren. Die mittlere Kugel war auf einer kleinen Glasröhre befestigt, diese haftete mit Reibung in einer etwas weiteren (*b*), welche als Drehungsaxe für den ganzen Träger des Erregers diente. Dadurch konnte ich dem Erreger jede Richtung in einer Horizontalebene geben und durch andere Kugeln, die auch auf Glasröhren befestigt waren, welche in die Drehungsaxe passten und derselben eingefügt wurden, die Wellenlänge verändern. Ich benutzte hauptsächlich drei Kugeln von 1, 1,5 und 2 cm Durchmesser. Die Drehungsaxe war mittels eines Gummipfropfens in die Mitte eines wagerechten Brett-

chens (*c*) eingefügt; dies konnte durch zwei Flügelsch an zwei mit Schlitzen und Centimetertheilung versehene rechten Brettern (*d*) in verschiedenen Höhen befestigt Der Erreger liess sich dadurch bis auf 65 cm vom Sp fernen. Den seitlichen Kugeln wurde die Ladung von Inductorium zugeführt. Mir standen zwei verschieden zur Verfügung, das eine wurde durch zwei Accumu

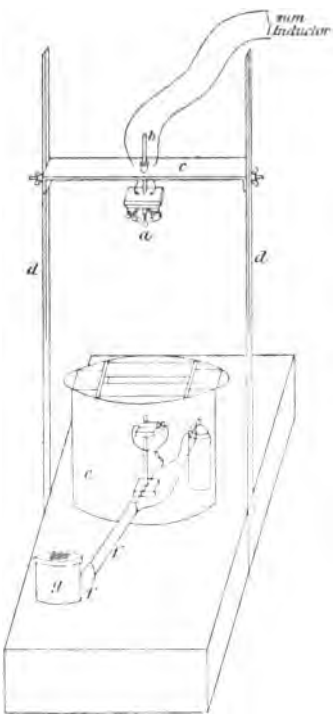


Fig. 1.

betrieben und hatte als brecher einen Wagner'sche mer, das andere durch vi besass einen Boas'schen Me unterbrecher. Die Wirkun letzteren waren stärker u allem regelmässiger. Die tungsdrähte durchsetzten d des Erregers und das wag Brettchen und waren so sam, dass sie einer Dreh Erregers keinen Widersta steten.

Als Empfänger benut zwei Cohärer, beide vom In Hrn. Berner aus Elberfe fertigt. Der eine ist ein Glasröhrchen von etwa 3 cm und 0,5 cm Durchmesser, di troden sind Drahtspiralen, den Metallspähnchen umgeb Die Glasröhre des ande grösser — 5,5 cm lang und im Durchmesser —, ihr si mit 4,5 cm langen Metallstäben versehene, amalgamirte electroden eingefügt, zwischen denen sich Aluminium spähne befinden. Durch die verschiedenen Entfer der Electroden lässt sich seine Empfindlichkeit re Da der an zweiter Stelle genannte Cohärer empfi war und gleichmässiger ansprach, benutzte ich ihn sächlich. Der Cohärer war auf einem kleinen Sta festigt, sodass man ihm verschiedene Richtungen und

geben konnte. Dieses Stativ befand sich mit einem Leclanché-element in einem cylinderischen Blechgefäss (*e*) von 31 cm Durchmesser und 25 cm Höhe, dessen Deckel sich mittels eines inneren Randes leicht in dem Gefäss drehen liess. Der Deckel stand einige Centimeter über dem Gefäss hervor, damit keine Lücke zwischen ihnen den electrischen Wellen einen unerwünschten Zugang ins Innere des Gefässes gewährte.

In dem Deckel sollte der Spalt angebracht werden; es war darauf Rücksicht zu nehmen, dass sich seine Dimensionen leicht verändern liessen, und dass der übrige Theil des Deckels eine so compacte Masse bildete, dass die Energie nur durch den Spalt zum Cohärer gelangen konnte. Hierzu erwies sich folgende Einrichtung als praktisch. Der Deckel war aus vier Kreissegmenten zusammengelöthet, die in der Mitte eine Oeffnung (*A B C D* Fig. 2) von 20 cm Länge und 15 cm Breite liessen. In den durch das Auflöthen von 1 und 3 auf 2 und 4 entstandenen Vertiefungen bewegten sich zwei Blechplatten (*a*), welche die Länge des Spaltes verändern sollten; sie ruhten einmal auf den Segmenten 2 und 4, dann auf zwei schmalen Metallstreifen, die an 1 und 3 unterwärts angelöthet waren. Auf den Platten *a* lagerten senkrecht zu ihnen zwei andere (*b*), sie waren zwischen zwei Streifen (*c*), die auf 1 und 3 in *d* aufgelöthet wurden, verschiebbar. Auf *c*, etwas über die Platten *b* hinübergreifend waren andere Metallstreifen (*e*) befestigt, die *b* fest auf *a* drückten. Die freien Kanten von *b* wurden durch zwei Federn (*f*) auf den Segmenten 1 und 3 festgehalten. Vermittelst je zweier Scalen, die sich auf den inneren Rändern von *b* und auf den Streifen *c* befanden, liess sich Länge und Breite des Spaltes reguliren. Ich konnte durch

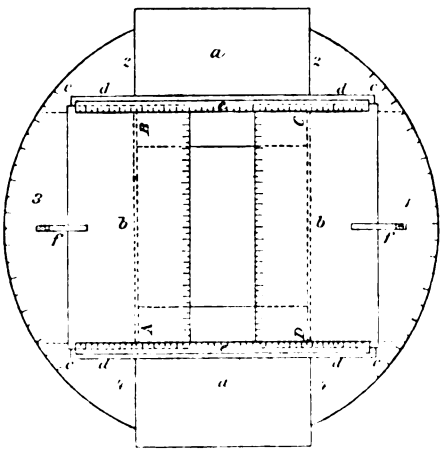
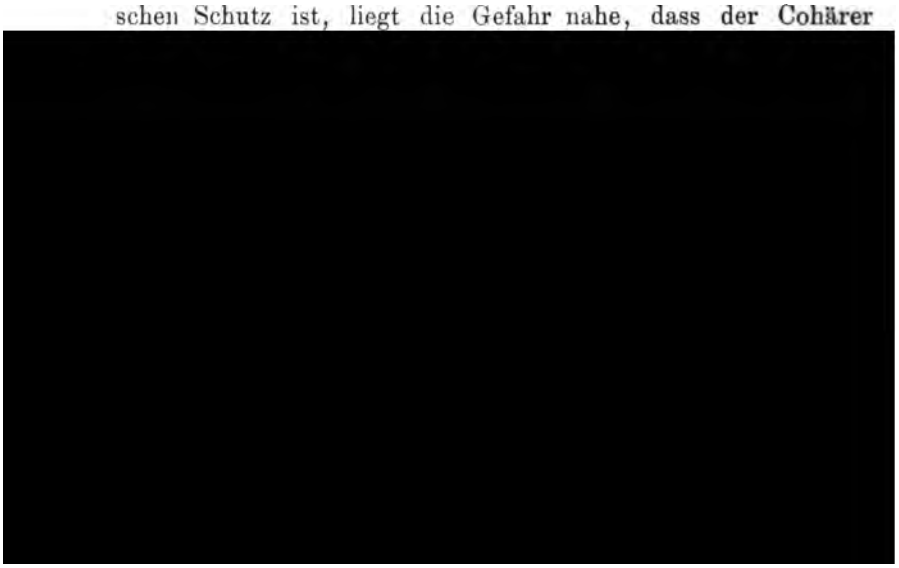


Fig. 2.

diese Einrichtung seine Dimensionen auf 20 cm Länge und 14 cm Breite bringen; diese Breite erwies sich als durchaus genügend, während mir eine grössere Länge vielfach wünschenswerth gewesen wäre. Durch zwei Winkeltheilungen auf den Rändern von 1 und 3 konnte ich eine Drehung des ganzen Deckels, und damit des Spaltes messen. Der durch diese Einrichtung erzielte Verschluss erwies sich als so dicht, dass ich bei geschlossenem Spalt auch bei lang dauernder Bestrahlung eine Beeinflussung des Cohärers nicht beobachten konnte.

Die Drähte von Cohärer und Element führten zu einem kleinen Horizontalgalvanoskop.[1]) Zur bequemeren Beobachtung befand sich dasselbe nicht in dem oben beschriebenen Gefäss (Fig. 1, *e*), sondern in einem kleineren (*g*). Die zur Hinüberleitung der Drähte nöthigen Durchbohrungen der Wände beider Gefässe und die Leitungen selber waren durch zwei Metallrohre (*f*) geschützt, die an beiden angelöthet waren und genau ineinander passten. Der Deckel des Gefässes *g* hatte in der Mitte eine Oeffnung, sie war mit einem feinen Drahtnetz verschlossen, welches bei geeigneter Beleuchtung die Nadel des Galvanoskopes zu beobachten gestattete, dagegen die electrischen Wellen, wenigstens so weit ich das constatiren konnte, vollständig abschirmte.

Es ist durchaus nöthig, die sämmtlichen den Secundärkreis bildenden Apparate in Metallgefässe zu bringen, denn wenn auch nur ein Stück des Leitungsdrahtes ohne metallischen Schutz ist, liegt die Gefahr nahe, dass der Cohärer



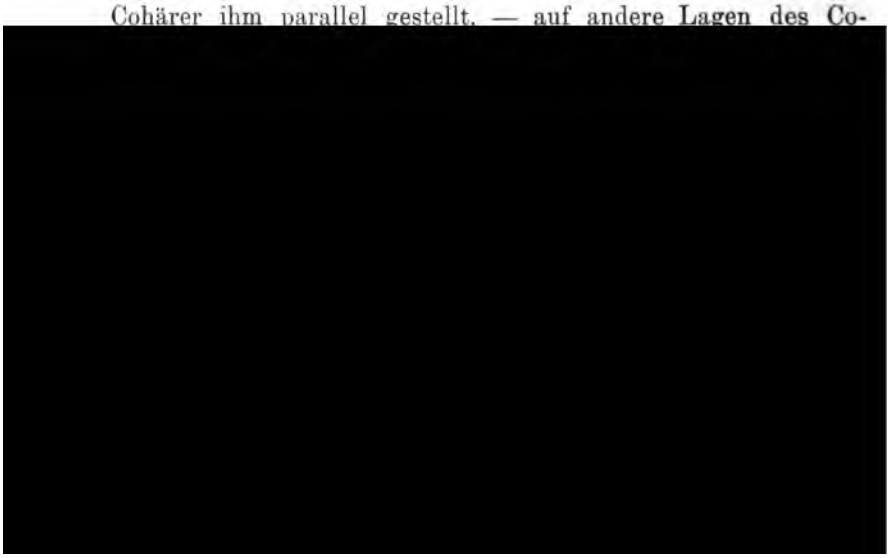
hen Leitungsdrähten gelangen konnten. Zog ich aber einen eil des Drahtes aus dem kleinen Gefäss heraus, ohne die itung zu unterbrechen, so schlug bei Bestrahlung die Nadel ort aus. Es genügte sogar, dass die Wellen nicht einen eil der eigentlichen Leitung trafen, sondern ein beliebiges ick Metall, das die Secundärleitung an irgend einer Stelle rührt, fängt die Wellen auf; statt dieses Drahtes genügte ı Anfassen der Leitung mit der Hand. Endlich konnte ich ch den Secundärkreis unterbrechen; ich löste den Draht s einer Klemmschraube des Galvanoskopes, bog ihn so, dass s Ende aus dem Gefäss *g* herausragte, und setzte den Erger für einen Augenblick in Thätigkeit. Führte ich nach ıfhören des Funkenspieles den Draht wieder in die Klemmıraube zurück, so erfolgte ein Ausschlag der Nadel. In allen ıllen hatten die Wellen ihren Weg den Draht, bez. den ınschlichen Körper entlang genommen und auf diese Weise n Cohärer leitend gemacht. Es ist dies wohl eine einfache ımonstration der Wirkung, welche die langen Auffangedrähte i der Funkentelegraphie ausüben.[1]) Sie integriren gleichm die über einen grösseren Raum ausgebreitete electrische ıergie und führen sie dem Cohärer zu. Es bedarf also ırchaus eines vollkommenen Schutzes sämmtlicher Theile. ie Beschreibung der Apparate abschliessend, möchte ich ıch bemerken, dass ich zur Bestrahlung von oben erst übergangen bin, als bei einer anderen Versuchsanordnung, bei r sich der Erreger unweit eines Tisches in einer Verticalıene drehte, die Nähe der Tischplatte nicht ohne störenden influss zu sein schien.

Die Methode der Beobachtungen.

Bei den Eigenschaften eines Cohärers ist es misslich, mit nem solchen Beobachtungen anzustellen, die auch nur anihernd quantitativen Charakter haben sollen. Im allgemeinen ird man bei Benutzung eines Galvanoskopes, wie es mir zur erfügung stand, nur erkennen können, ob die den Cohärer effende Energie genügend war, ihn leitend zu machen oder cht. Allerdings wird ja mit der Stärke der Wellen die

1) Vgl. Slaby, Die Funkentelegraphie, Berlin 1897.

Leitfähigkeit des Cohärers ab- oder zunehmen, das Galvanoskop also einen geringeren oder einen grösseren Ausschlag zeigen. Doch sind diese Unterschiede — nach meiner Erfahrung — im Vergleich zu den übrigen Unregelmässigkeiten zu gering, als dass ich aus der Grösse des Ausschlages einen Schluss auf die Menge der den Spalt passirenden Energie hätte ziehen können. Daher musste ich auf andere Weise die Quantitäten derselben zu vergleichen suchen. Wie ich schon anfangs erwähnte, und wie es nach den bekannten Gittererscheinungen zu vermuthen war, so ergab sich auch bei einem Spalt, dass er für die Wellen am durchlässigsten bei senkrechter Richtung zum Erreger ist, dagegen bei paralleler Lage ziemlich gut schirmt. Je kleiner der Spalt und je geringer die Energie der Wellen war, desto mehr musste ich ihn aus paralleler Anfangsstellung in die senkrechte Lage bringen, um den Cohärer leitend zu machen, während bei grösserem Spalt bez. kräftigeren Wellen eine geringere Drehung dazu nöthig war. Daher konnte ich den Winkel, um den ich den Spalt aus der parallelen Anfangslage drehen musste, bis der erste Ausschlag erfolgte, als Maass für die durchgehende Energie benutzen, indem ich voraussetzte — was in erster Annäherung auch zutrifft — dass immer dieselbe Energiemenge dazu gehört, um diesen ersten Ausschlag hervorzubringen. Ich beobachtete daher in folgender Weise: Dem Erreger wurde eine bestimmte Richtung gegeben, Spalt und Cohärer ihm parallel gestellt, — auf andere Lagen des Co-



cht constant, namentlich nicht, wenn er längere Zeit geruht
ıtte; waren die Beobachtungen aber geraume Zeit fortgesetzt,
› wurde diese Unregelmässigkeit verringert. Ich habe bei
/iedergabe des Beobachtungsmaterials eine längere Reihe von
ıfeinanderfolgenden Beobachtungen ausführlich mitgetheilt,
m zu zeigen, dass unter günstigen Umständen die Winkel,
ie sich bei denselben Dimensionen des Spaltes ergaben, keine
llzu grossen Sprünge machen. Wenn aber z. B. auch nur
er Unterbrecher des Inductoriums einmal versagte und nun
ıders regulirt werden musste, traten oft wesentlich andere
'erthe auf, ja dies geschah bisweilen ohne einen ersichtlichen
rund. Daher konnten immer nur die unter gleichen Be-
ngungen erhaltenen Ergebnisse miteinander verglichen werden.
- Bei dem eben geschilderten Verfahren wurde der Winkel
ıischen Spalt und Erreger stetig geändert, es schien zweck-
ässig, noch einen etwas anderen Weg einzuschlagen, um die
rgebnisse gegenseitig zu controliren. Ich wählte einen be-
immten Winkel, liess z. B. die Breite des Spaltes und die
ntfernung des Erregers constant, variirte aber die Länge von
:ntimeter zu Centimeter und constatirte durch kurze Be-
rahlung, bei welcher Länge bei dem gewählten Winkel ein
usschlag erfolgte. Dann wurde der Winkel etwa von 5 zu 5°
rändert und die Beobachtung wiederholt. Auch auf diese
'eise erhielt ich einen Ueberblick, wie bei den gewählten
erhältnissen Länge und Winkel voneinander abhingen; es
igte sich, dass von den nicht zu vermeidenden Unregel-
ässigkeiten abgesehen, die Ergebnisse beider Verfahren über-
ıstimmten. Ich brauche kaum zu erwähnen, dass alle Beob-
htungen häufigst wiederholt wurden, denn nur so konnte ich
ffen, dass sich die gesetzmässigen Aenderungen den zu-
lligen gegenüber geltend machen würden.

Die Resultate der Beobachtungen.

Abgesehen von der Beschaffenheit der Funken hängt die
n Spalt passirende electromagnetische Energie von folgenden
nständen ab:

1. von der Richtung des Spaltes zum Erreger,
2. von der Länge des Spaltes,

3. von der Breite desselben,

4. von seiner Entfernung vom Erreger.

Denkbar ist auch eine Abhängigkeit von dem den Spalt bildenden Stoff, leider war es mir nicht mehr möglich, diesen Umstand mit in Betracht zu ziehen. Aber nach den von den Herren Du Bois und Rubens[1]) schon bei viel kleineren Wellen gemachten Erfahrungen ist es unwahrscheinlich, dass sich ein Einfluss des Materials geltend gemacht haben würde.

Nur ein Theil dieser hindurchgegangenen Energie wird den Cohärer beeinflussen. Dieser Theil ist bedingt:

5. von den Dimensionen des Cohärers,

6. von seiner Entfernung vom Spalt,

7. von seiner Richtung zum Spalt bez. Erreger.

Ich bemerke, dass, wenn nichts anderes gesagt wird, der Cohärer parallel dem Erreger aufgestellt war, seine Enfernung vom Spalt betrug gewöhnlich ca. 10 cm.

1. Wie schon oben erwähnt, ist die senkrechte Richtung von Spalt und Erreger vor der parallelen in Bezug auf die Durchlässigkeit ausserordentlich bevorzugt. Mit meinen verschiedenen Cohärern und Erregern zeigte sich innerhalb weiter Grenzen bei jedem Spalt, wenn er parallel zum Erreger war, auch bei lang dauernder Bestrahlung absolut keine Wirkung, während bei senkrechter Stellung die Magnetnadel sofort kräftig ausschlug, wenn das Inductorium auch nur für einen Augenblick in Gang gesetzt wurde. Dieser Unterschied ist ein so durchgreifender, dass er auch bei anfänglich nicht ge-

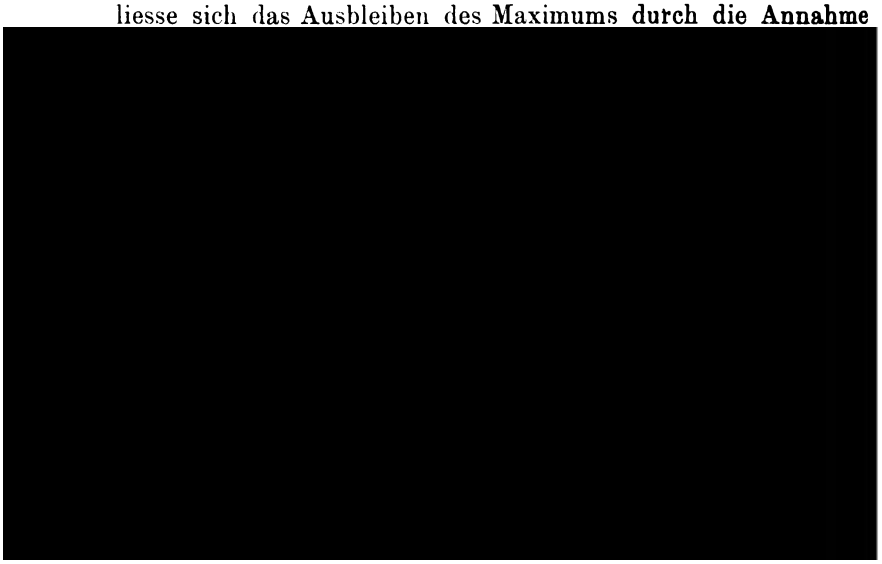
einigen Zahlen belegen. Die bei diesen Beobachtungen benutzten Wellen entstammten dem kleinsten Erreger, das Inductorium hatte den Membranunterbrecher. Die Zahlen der ersten Columne geben die Entfernungen des Erregers vom Spalt, die der zweiten die Breite des letzteren, die der dritten die Längen, alles in Centimetern. Innerhalb des bezeichneten Längenintervalles war bei senkrechter Richtung eine kräftige Wirkung bemerkbar, bei paralleler blieb sie aus. Unterhalb des Intervalles wurde auch bei senkrechter Richtung der Cohärer nicht regelmässig leitend, oberhalb desselben fing auch bei paralleler die Wirkung an, nur wenn sich in der letzten Columne die Zahl 20 findet, konnte diese Grenze wegen der beschränkten Dimensionen meines Apparates nicht erreicht werden; in diesen Fällen wird das fragliche Intervall zum Theil erheblich grösser sein.

Entfernung	Breite	Länge	Entfernung	Breite	Länge
5	0,1	4—10	25	2	7—20
5	0,5	4— 9	25	3	7—18
5	1	3— 8	25	4	6— 7
5	2	3	50	0,1	13—20
10	0,1	7—20	50	0,5	10—20
10	0,5	6—20	50	1	9—20
10	1	5—18	50	2	9—20
10	2	5—12	50	3	9—20
10	3	4	50	4	9—20
25	0,1	8—20	50	5	9—13
25	0,5	8—20	50	6	8—11
25	1	7—20			

Diese Zahlen haben natürlich nur relativen Werth, aber dass ein Unterschied bei so ähnlichen Dimensionen, wie 2 cm Breite und 3 cm Länge, bez. 3 und 4, 4 und 6, 6 und 8 auftritt, je nachdem die grössere Ausdehnung senkrecht zum Erreger steht oder parallel, ist kein Zufall, dazu habe ich die Beobachtungen zu oft und unter den verschiedensten Verhältnissen wiederholt und bestätigt gefunden; dies ist aber für die Empfindlichkeit dieser Spaltwirkungen höchst charakteristisch. Die drei von mir gewöhnlich benutzten Erregerkugeln liefern nur kurze Wellen, ich konnte aber auch bei Anwendung eines

grossen Righi'schen Erregers, dessen innere Kugeln einen Durchmesser von 10 cm haben, und der im hiesigen Universitätsinstitut zu den Marconi'schen Versuchen benutzt wird, diesen Unterschied der Richtungen constatiren.

2. Es war von vornherein anzunehmen, dass unter sonst gleichen Umständen mit zunehmender Länge des Spaltes auch die hindurchgehende Energie wachsen werde. Dies hat sich mit grosser Regelmässigkeit bestätigt. Nun hat Hr. Waitz gefunden[1]), dass bei seinen Versuchen durch den zwischen Erreger und Resonator angebrachten Spalt eine wesentliche Verstärkung der Ausschläge seines Messinstrumentes eintrat, und dass diese Verstärkung für eine bestimmte Spaltlänge, die von der Wellenlänge der secundären Schwingung abhängt, ein Maximum besitzt. Ich achtete daher besonders darauf, ob auch für meine Versuchsanordnung analoge Erscheinungen auftraten; es gelang mir jedoch nicht, eine derselben wahrzunehmen. Denn nie erhielt ich bei einem Spalt einen Ausschlag, der bei Entfernung des Deckels ausblieb; im Gegentheil bei den weitesten Abständen des Erregers und dem kleinen, möglichst schwach betriebenen Inductorium wurden auch bei meinem grössten Spalte die Ausschläge fraglich, ohne Deckel schlug die Nadel aber kräftig aus. Nun könnten ja schon die Metallwände des Gefässes die von Hrn. Waitz beobachtete Verstärkung hervorgebracht haben, dann konnte ich die Länge meines Spaltes nur bis 20 cm variiren, auch liesse sich das Ausbleiben des Maximums durch die Annahme



regers betrug 30 cm, die Breite des Spaltes 1 cm, die Länge wurde in der angegebenen Reihenfolge variirt, bei jeder Länge wurde der Drehungswinkel drei- oder viermal hintereinander bestimmt.

Länge	16	14	13	15	12	17	11	18	10	12	9	8	18	11
Winkel	29	41	47	37	57	22	60	24	66	57	76	—	24	63
	26	41	51	39	55	31	58	21	65	51	82	—	20	61
	32	38	48	41	57	24	63	17	65	50	81	—	22	59
	33				54					55				

In der folgenden Tabelle gebe ich nur den Durchschnittswinkel und ordne die Längen der Grösse nach.

	Entf.	Breite	Längen 2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	
1	5	0,1	79°	69°	58°	51°	47°	43°	37°	33°	28°	26°	26°	[3])								Winkel
2	5	0,5	87	62	45	33	19	15	11	4	0[1])	0										
3	10	0,4	77	58	47	34	25	13	10	8	2	0	0									
4	15	0,5	—[2])	—	—	84	77	67	56	38	25	20	15	[3])								
5	25	0,5	—	—	—	—	—	—	71	53	38	30	27	22°	23°	17°	13°	8°	4°	0°	0°	
6	30	1	—	—	—	—	—	—	—	80	65	61	54	47	40	39	30	25	21	[3])		
7	40	1	—	—	—	—	—	—	—	90	73	61	54	48	46	39	36	32	31	28	25	
8	30	1	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	90	75	62	51	37	31	26	

Die Beobachtungen, deren Resultate in dieser Tabelle vereinigt sind, habe ich unter den verschiedensten Verhältnissen angestellt, so wurde bei Reihe 1, 2 und 4 der kleine Inductor, bei den übrigen der grosse benutzt, bei 2 und 3 die grösste Erregerkugel, bei den übrigen die kleinste, bei 1 und 8 der kleine, sonst der grosse Cohärer. Immer habe ich mit zunehmender Länge des Spaltes eine Abnahme des Winkels und damit eine Zunahme der hindurchgegangenen Energie constatiren können. Dass einzelne Ausnahmen vorkommen, liegt sicher an den oben besprochenen Unregelmässigkeiten. Dies geht auch daraus hervor, dass wenn ich den

1) 0° also Ausschlag bei parallelem Spalt.

2) — kein Ausschlag auch bei senkrechtem Spalt.

3) Hier ergab sich auch bei weiterer Zunahme der Länge keine regelmässige Abnahme der Winkel.

Spalt unter einem bestimmten Azimuth orientirte und bei einer Anfangslänge keinen Ausschlag erhielt, derselbe wohl bei einer Verlängerung des Spaltes erfolgte, aber nicht bei einer Verkürzung, wie es doch bei einem wirklichen Maximum in gewissen Fällen hätte eintreten müssen. Wirft man einen Blick auf die Tabelle oder auf die ihr entsprechende graphische Darstellung (Fig. 3), wo die Längen des Spaltes die Abscissen, die Winkel die Ordinaten sind, so sieht man, dass die Abnahme des Winkels und damit die Zunahme der Energie sich allmählich verlangsamt, bei einigen Reihen (1, 4, 6) konnte ich über die angegebenen Längen hinaus keine regelmässige Zunahme constatiren. Auf die Erklärung dieser Erscheinung

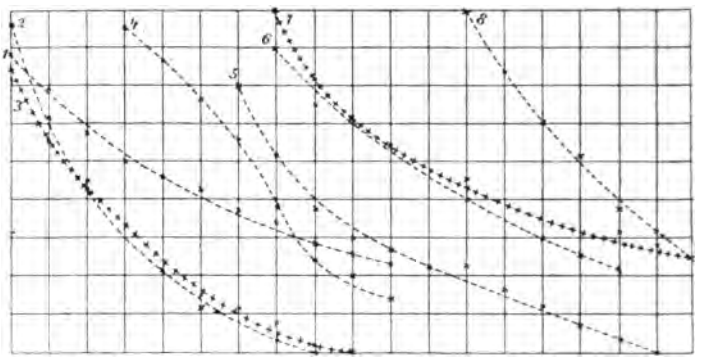


Fig. 3.

komme ich im letzten Theile zurück, jetzt soll nur die That-

Auch hier nahm die hindurchgehende Energie mit zunehmender Breite zu, aber das Wachsthum vollzog sich in anderer Weise wie in Nr. 2; denn in dieser Tabelle (vgl. auch die entsprechende graphische Darstellung Fig. 4) nimmt der Drehungswinkel anfangs langsam, dann in immer beschleunigterem Maasse ab. Dasselbe ergiebt sich aus der zu einem ganz anderen Zwecke zusammengestellten Tabelle (p. 417). In Betreff einer Begründung dieses verschiedenen Verhaltens bei Zunahme der Länge bez. der Breite muss ich auf die Dicussion pes Beobachtungsmaterials verweisen p. 425 und 426).

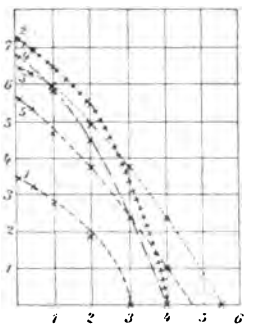


Fig. 4.

4. Der Vollständigkeit halber füge ich noch eine Tabelle hinzu, welche die Abnahme der Energie mit Zunahme der Entfernung des Erregers vom Spalte veranschaulichen soll, auf diese wird aber im Folgenden kein Bezug genommen werden.

Länge	Breite	Entfernung 5	10	15	20	25	30	35	40	45	50	
12	0,5	0°	8°	30°	45°	55°	56°	80°	—	—	—	Winkel
10	0,8	0	6	32	51	70	—	—	—	-	—	
11	1	0	13	33	45	59	70	80	89°	—	—	
11	2	0	0	0	5	50	71	81	90	—	-	
12	1	0	8	22	27	32	40	44	47	53	57[1])	

5. Bei den bisherigen Versuchen waren die Anordnungen im Gefäss immer dieselben, sodass die eingetretene Aenderung der Ab- oder Zunahme der durch den Spalt gehenden Energie zugeschrieben werden konnte. Jetzt sollen im Gefäss die Dimensionen, die Entfernung und die Richtung des Cohärers geändert werden. Zunächst ist zu bemerken, dass nicht die ganze durch den Spalt gegangene Energie auf den Cohärer wirkt, sondern an seinen Rändern treten Beugungserscheinungen auf. dadurch verbreitet sich die Welle über das ganze Innere des Gefässes, ein Theil ruft in den Wänden desselben

1) Der Cohärer war dem Spalt bis auf 5 cm genähert.

Resonanzerscheinungen hervor, ein anderer wird von diesen reflectirt und kann auf diesem Umwege noch zum Cohärer gelangen. Andererseits kommt nicht nur die den Cohärer selber treffende Energie in Betracht, sondern nach den oben angeführten Versuchen (p. 413) auch die, welche von den im Innern des Gefässes befindlichen Drähten aufgefangen und zu ihm fortgeführt wird. Bei so verwickelten Verhältnissen war es fraglich, ob der den Cohärer direct treffende Theil einen derartigen Einfluss besitzt, dass sich Aenderungen desselben geltend machen konnten. Ich untersuchte demnach, in welcher Weise Metallmassen, welche mit dem Cohärer verbunden wurden, die Wirkung beeinflussten. Dazu wurden Fahnen aus Stanniol oder Messingröhren benutzt, die ich auf die Stäbe des zweitgenannten Cohärers schob. Eine hierdurch verursachte Verstärkung war deutlich wahrzunehmen; einmal wurden die Winkel, um die ich den Spalt drehen musste, bis ein Ausschlag erfolgte, regelmässig kleiner, wenn ich genügend ausgedehnte Metallmassen mit dem Cohärer in Verbindung brachte, dann sprach dieser auch bei Spaltlängen an, die um 1—2 cm kürzer waren, als die ohne Fahnen bez. Röhren beobachteten unteren Grenzen. Es fragt sich, ob diese Verstärkung dem Umstande zuzuschreiben ist, dass durch jene Metallmassen die Eigenschwingung des Cohärers der des Erregers ähnlicher wird, dass also eine bessere Resonanz eintritt, oder ob einfach die räumliche Vergrösserung als Ursache anzusehen ist. Die Verstärkung trat bei allen Wellenlängen ein, die ich mit

6. Denselben Effect hatte eine Annäherung des Cohärers an den Spalt; denn einmal wird hierdurch der Cohärer auch der Energiequelle, dem Erreger genähert, dann aber hat sich auch die zerstreuende Wirkung der Beugung noch weniger bemerkbar machen können.

7. Ungleich interessanter ist die Abhängigkeit der Wirkung von der Richtung des Cohärers. Bisher war derselbe immer dem Erreger parallel, doch veränderte sich die ganze Erscheinung wesentlich, wenn er in die senkrechte Richtung gebracht wurde. Der Kürze halber werde ich die erste Stellung die erste, die andere die zweite Hauptlage nennen und mit den Symbolen $\parallel$ und $\perp$ bezeichnen. An einem Beispiel will ich den Unterschied in beiden Lagen genauer beschreiben. Die Entfernung des Erregers vom Spalt betrug 40 cm, die des Cohärers 10 cm und die Breite des Spaltes 0,5 cm: die Winkel, die im Folgenden genannt werden, beziehen sich ausschliesslich auf die Stellung von Erreger und Spalt. Bei einer Länge des letzteren von 9 cm war bei $\perp$ kein Einfluss auf den Cohärer zu bemerken, dagegen sprach er in $\parallel$ bei grossen Winkeln, 80—90°, regelmässig an. Es trat dies am deutlichsten hervor, wenn ich in $\perp$ bei keiner Richtung des Spaltes einen Ausschlag erhalten hatte, dann denselben dem Erreger parallel stellte und nun den letzteren in die erste Hauptlage drehte; bei ungefähr senkrechter Richtung zum Spalt trat der Ausschlag regelmässig ein. Aehnlich war es bei 10 cm Länge, bei 11 cm sprach der Cohärer auch in $\perp$ an, aber nicht, wenn der Spalt mit dem Erreger einen Winkel von 90° bildete, sondern bei solchen, die um 45° herum lagen. Bei 12 cm Länge reagirte der Cohärer in $\perp$ auch bei senkrechtem Spalt, aber auch schon bei viel kleineren Winkeln als bei derselben Länge in $\parallel$. Das ging so weiter, bis bei 16 cm in $\perp$ schon bei parallelem Spalt ein Ausschlag erfolgte, was in $\parallel$ noch bei 20 cm Länge nicht der Fall war.

Dies mag als Beispiel genügen; ich konnte eigentlich in jeder Entfernung des Erregers dieselben Verhältnisse nachweisen, wenn schon bei grösseren Abständen deutlicher. Bei den kleinsten Längen war die erste Hauptlage die wirkungsvollste, bei grösseren die zweite, wenigstens insofern als bei parallelem Spalt und Erreger die hindurchgehende Energie

schon bei erheblich kleineren Spalten genügte, um den Cohärer leitend zu machen. Der Anfang des Ansprechens in ⊥ fand bei mittleren Winkeln um ca. 45° herum statt. Auch diese Erscheinung wurde mit den verschiedenen Erregern und Cohärern geprüft und bestätigt; allerdings war der zweite Cohärer mit seiner mehr bevorzugten Längsrichtung geeigneter. Der Einfluss, den die verschiedene Orientirung des Spaltes zum Erreger ausübte, wurde also in der zweiten Hauptlage durch die Stellung des Cohärers einigermaassen verwischt.

Discussion der Beobachtungsresultate.

Wie in der Optik die polarisirende Wirkung von Spalten und Gittern aufs engste zusammengehört, so auch im Gebiete der electrischen Wellen. Es ist daher zu untersuchen, ob die im Vorhergehenden mitgetheilten Versuche auf analoge Weise erklärt werden können, wie die von Hertz entdeckten Wirkungen eines Drahtgitters.

Wenn die vom Erreger ausgehenden Wellen auf die Metallfläche des Deckels treffen, findet einmal eine Reflexion an derselben statt, dann aber werden auch Mitschwingungen in den gegenüberstehenden Metallmassen hervorgerufen und zwar unter Voraussetzung geradlinig polarisirter Wellen parallel zum electrischen Vector. Die Drähte eines Gitters können einen verhältnissmässig grossen Abstand haben — bei dem Gitter von Hertz 3 cm — sie lassen trotzdem bei paralleler

chwingungen ausbilden, dadurch schützen dieselben ihre Jmgebung, also den Spalt, und lassen so gut wie nichts von der electrischen Welle zum Cohärer. Steht dagegen ler Spalt senkrecht zum Erreger, so kann die Resonanz nur auf die Querkanten des Spaltes sich erstrecken, auch sie werden eine schirmende Wirkung ausüben. Aber wenn diese z. B. unter den gerade gewählten Verhältnissen sich auf 1 cm hin geltend machen kann, so genügt eine Spaltlänge von 3 cm, um noch einen Theil der Energie hindurchzulassen, diese kann zum Cohärer gelangen und ihn leitend machen. Jede Verlängerung des Spaltes vergrössert den unbeschützten Raum, darum nimmt mit Zunahme der Länge auch die hindurchgehende Energie zu. Allmählich werden aber immer entferntere und geneigtere Theile der Schwingung hindurchgelassen, daher wächst die Energie immer langsamer, bis schliesslich eine weitere Verlängerung ohne nachweisbaren Einfluss bleibt.

Mit dieser Erklärung stimmen einige weitere Versuche berein. Ich überbrückte bei senkrechter Stellung von Erreger nd Spalt denselben durch Drähte, Metallröhren und verhieden breite Bleche. Diese Brücken standen dem Erreger urallel gegenüber, sie konnten also reflectiren und mithwingen und dadurch eine schützende Wirkung ausüben. ei kurzem Spalt und grosser Entfernung des Erregers geigten dünne Drähte, um einen Ausschlag zu verhindern, bei ngerem Spalt, bez. kleinerer Entfernung wurden immer breitere leche dazu nöthig. Da der Schutz verringert wurde, wenn e Brücken den Deckel nicht gut leitend berührten, scheinen e nicht allein zu resoniren, sondern durch sie auch die nst vom Spalt durchschnittenen Theile des Deckels. Die enderung der Schirmwirkung mit der Lage der Brücke fiel die Augen, wenn ich eine Metallröhre über die Mitte des paltes legte, wo sie vollkommen schützte, und sie dann langm dem Ende desselben zurollen liess; je mehr sie sich esem näherte, desto grösser wurde der Ausschlag des Galvanopes.

Ich gehe auf die Zunahme der durchgehenden Energie it wachsender Breite des Spaltes ein. Ist derselbe schmal nd dem Erreger parallel, so schirmen die Längskanten den

Spalt gegen die ankommenden Wellen. Beträgt z. B. die Entfernung, auf die dieser Schutz wirksam ist, 1 cm, so ist es ziemlich gleichgültig, ob der Spalt 0,1, 0,5 oder 1 cm breit ist, trotz der Verzehnfachung kann wenig mehr Energie hindurch als vorher. Wird der Spalt noch breiter, so kommt man der Grenze des geschützten Gebietes näher und näher der Schutz wird immer unvollständiger, bis zuletzt die Energie ungehindert hindurchkann. Ist diese Erklärung richtig, so muss mit wachsender Breite die hindurchgehende Wirkung anfänglich langsam, dann bis zu einer gewissen Grenze schneller zunehmen. Verbreitert man über diese Grenze hinaus, so würde die Zunahme wieder langsamer vor sich gehen, das konnte ich aber bei meiner Anordnung nicht mehr constatiren.

Auch hier untersuchte ich den Einfluss einer Brücke. Wenn der Spalt bei paralleler Stellung zum Erreger so breit geworden war, dass der Cohärer gerade ansprach, so halbirte ich den Spalt durch einen Längsdraht. Der Ausschlag blieb dann aus, und ich konnte den Spalt noch etwas verbreitern, ohne dass der Cohärer wieder ansprach. Da ich ihn aber auch nicht annähernd verdoppeln durfte, so scheint eine ausgedehnte Metallmasse, wie es die den Spalt bildenden Flächen sind, einen wirksameren Schutz auszuüben als ein dünner Draht.

Bisher war angenommen, dass die vom Erreger ausgesandte electrische Welle vollständig geradlinig polarisirt sei und diese Annahme genügt auch, um die besprochenen Erscheinungen zu erklären, aber sie reicht nicht zur Begründung des Einflusses aus, den die verschiedene Richtung des Cohärers zum Spalt und Erreger ausübt, und sie ist auch mit der Thatsache unvereinbar, dass ein schmaler, aber genügend langer Spalt auch bei paralleler Stellung zum Erreger soviel Energie hindurchlässt, dass ein Ausschlag erfolgen kann.

Wenn nun auch für die Schwingungen die durch die drei Kugeln des Erregers gelegte Verticalebene bevorzugt ist, so werden doch solche in anderen Ebenen nicht ganz fehlen. Jede ankommende Schwingung wird durch den Einfluss des Spaltes in zwei Componenten zerlegt, nur die zu ihm senk

rechte kann hindurch.[1]) Zu dieser polarisirenden Wirkung des Spaltes kommt die Eigenthümlichkeit des Cohärers, dass er leichter bei Schwingungen anspricht, die ihm parallel sind, als bei solchen, die zu ihm senkrecht stehen. Dass dies in der That der Fall ist, erkannte ich auf folgende Weise. Ich benutzte einen quadratischen Spalt; bei einer Entfernung des Erregers von 45 cm betrug die Seite beispielsweise 8 cm. Die Drehung des Spaltes machte jetzt natürlich nichts aus, wohl aber die des Erregers; stand er parallel zum Cohärer, so sprach dieser an, stand er senkrecht zu ihm, so blieb der Ausschlag aus. Dieselbe Thatsache ergiebt sich aus folgender Anordnung. Ich stellte Cohärer und Erreger unter einem Winkel von 45° auf, der Spalt wurde so gedreht, dass auch der Winkel zwischen ihm und dem Erreger 45° betrug, dann war er entweder parallel, oder senkrecht zum Cohärer. Gab ich dem Spalt für den gewählten Abstand vom Erreger geeignete Dimensionen, so erhielt ich bei der ersten Orientirung keinen Ausschlag, bei der zweiten trat ein solcher ein. Nach dem obigen wird die vom Erreger ausgesandte Welle in zwei Componenten zerlegt, in beiden Lagen des Spaltes wird nur die zu ihm senkrechte hindurchgelassen. Da die Dimensionen des Spaltes, seine Entfernung und der von ihm und dem Erreger gebildete Winkel unverändert geblieben sind, so ist auch die hindurchgelassene Componente in beiden Lagen gleich gross. Kreuzt nun der Spalt den Erreger so, dass er gleichzeitig dem Cohärer parallel ist, so steht die hindurchgelassene Componente senkrecht zu diesem; wird der Winkel von 45° aber so gebildet, dass der Spalt senkrecht zum Cohärer ist, so ist jene Componente diesem parallel. Dass im ersten Falle der Ausschlag ausblieb, im zweiten dagegen eintrat, ist ein Beweis dafür, dass die Empfindlichkeit des Cohärers nicht nur von der Stärke, sondern auch von der Schwingungsrichtung der ihn treffenden Welle abhängt, und am grössten ist, wenn diese ihm parallel ist.

Mit den oben begründeten Annahmen kann man den in 7 geschilderten Unterschied in den beiden Hauptlagen erklären. Die zum Spalt senkrechte, also hindurchgehende Componente

1) Hertz, Wied. Ann. **36.** p. 769. 1888; Ges. Werke **2.** p. 191. 1894.

ist bei paralleler Stellung von Spalt und Erreger die weitaus kleinere, bei senkrechter die überwiegende. In der ersten Hauptlage (||) war Erreger und Cohärer parallel. Bei dieser Anordnung trifft also bei einem Azimuth von 0° zwischen Spalt und Erreger die hindurchgelassene Componente den Cohärer in der ungünstigeren, bei einem Azimuth von 90° in der bevorzugten Lage. Bei der zweiten Hauptlage (⊥), wo Erreger und Cohärer senkrecht standen, ist es umgekehrt, hier findet die hindurchgehende Componente den Cohärer bei einem Azimuth des Spaltes und des Erregers von 0° in der günstigeren, bei einem solchen von 90° in der ungünstigeren Stellung. Bei || wirkt demnach die grössere Componente unter günstigeren, die kleinere unter ungünstigeren Umständen, bei ⊥ die grössere unter ungünstigeren, die kleinere unter günstigeren. Daher musste der Unterschied, den die Stellung von Spalt und Erreger hervorbrachte, in ⊥ weniger scharf ausgeprägt sein als in ||. Nur darauf, dass in || das Ansprechen bei einem Azimuth von 90°, in ⊥ bei einem solchen von 45° begann, will ich noch kurz eingehen. Es ist dies ein Analogon zu der Wirkung des Gitters, das Hertz unter einem Winkel von 45° gegen seine gekreuzten Spiegel neigte.[1]) Nimmt man an, dass die hindurchgehende Componente entsprechend dem für Lichtwellen geltenden Polarisationsgesetz durch die Formel bestimmt ist:

$$E_1 = E \,.\, \sin \varphi ,$$

wo φ den Winkel zwischen Spalt und Erreger bedeutet, ebens[illegible]

In der zweiten

$$\psi = 90 - \varphi,$$

so

$$E_2 = E . \sin\varphi . \cos\varphi.$$

sterer Ausdruck hat für $\varphi = 90^0$, letzterer für $\varphi = 45^0$ sein ıximum.

Allerdings gelten diese Formeln nur in erster Annähe-ng, aber dem Einfluss der Richtung werden sie doch in ge-sser Weise gerecht.

Endlich habe ich noch den Erreger auf einem transpor-)len Stativ befestigt und untersucht, ob sich die Erscheinungen dern würden, wenn ich andere Theile der Welle, als die ntralen, durch den Spalt hindurchgehen liess. Je weiter ich ch nach den Seiten entfernte, desto mehr trat der Einfluss r Stellung des Erregers zum Spalte zurück, während die von)alt und Cohärer ausschlaggebend wurde. Auch dies steht it der gegebenen Erklärung in Einklang. Die seitlichen heile der Welle sind sicher noch weniger vollständig polari-rt, als die centralen. Ueberwiegt also bei diesen die dem rreger parallele Componente der Schwingung die zu ihm enkrechte beträchtlich, so wird dieser Unterschied um so ge-nger, je weiter man sich von dem centralen Theile entfernt. ie polarisirende Wirkung des Spaltes wird dadurch aber cht geändert; er lässt immer nur die zu ihm senkrechte)mponente hindurch, und es musste bei geeigneten Dimen-)nen des Spaltes ein Ausschlag erfolgen, wenn derselbe zu m Cohärer senkrecht, und ausbleiben, wenn er ihm parallel nd, ohne Rücksicht auf die Stellung von Spalt und Er-ger.

Ich fasse im Folgenden die Resultate zusammen:

1. Ein Spalt übt auf eine electrische Welle eine polari-ende Wirkung aus, sodass hauptsächlich die zu ihm senk-hte Componente hindurchgelassen wird.

2. Mit der Vergrösserung des Spaltes nimmt die hindurch-tende Energie in der Art zu, dass bei Vergrösserung der nge die Zunahme anfänglich erheblich ist, dann allmäh-ı sich verlangsamt. Bei Vergrösserung der Breite nimmt se Energie anfänglich langsam, dann bis zu einer gewissen enze in beschleunigtem Maasse zu.

3. Beobachtet man diese Erscheinungen mit einem Cohärer, so werden sie dadurch modificirt, dass derselbe leichter für electrische Schwingungen anspricht, die ihm parallel, als für solche, die zu ihm senkrecht sind.

Zum Schluss möchte ich Hrn. Prof. Dr. Ebert meinen herzlichen Dank dafür aussprechen, dass er mich in liebenswürdigster Weise bei Anfertigung dieser Arbeit mit seinen Rathschlägen unterstützt hat.

Kiel, im März 1898.

(Eingegangen 29. März 1898.)

16. *Die magnetische Ablenkbarkeit electrostatisch beeinflusster Kathodenstrahlen;* *von W. Kaufmann.*[1])

1. In einer früheren Arbeit[2]) habe ich gezeigt, dass die magnetische Ablenkbarkeit der Kathodenstrahlen umgekehrt proportional ist der Quadratwurzel aus der Potentialdifferenz zwischen Anode und Kathode. Dieses Resultat entspricht den aus der Emissionstheorie zu ziehenden Folgerungen, wenn man der Grösse ε/m, d. i. der Ladung pro Masseneinheit, einen constanten Werth beilegt.

Es ist nämlich für kleine Ablenkungen

$$(I) \qquad y_0 = \sqrt{\frac{\varepsilon}{2m}} V_0 \int_0^{x_0} dx \int_0^{x} H dx \,^3),$$

worin y_0 die Ablenkung, V_0 die Potentialdifferenz der Electroden, H die magnetische Feldstärke in Richtung der Z-Axe im Punkte x, x_0 die dem Endpunkte des Strahles entsprechende Coordinate bedeutet.

Da nun der Werth des Integrales in Gl. (I) nur von den Dimensionen der Magnetisirungsspulen und der Stromstärke J in denselben abhängt, und deshalb gleich const. J gesetzt werden kann, so erhält man

$$(II) \qquad y_0 = \text{const.}\, J/\sqrt{V_0}$$

in Uebereinstimmung mit der empirischen Formel.

2. Gl. (I) und (II) gelten aber nur dann, wenn man es mit gewöhnlichen Entladungsröhren zu thun hat, in welchen für alle nicht in unmittelbarer Nähe der Kathode befindlichen Punkte das Potential gleich dem der Anode zu setzen ist. Ist dagegen aus irgend einem Grunde (vgl. w. u.) das Po-

1) Vorgetragen in der physik. Gesellsch. zu Berlin am 18. März 1898.
2) W. Kaufmann, Wied. Ann. **61**. p. 544—552. 1897.
3) l. c. **62**. p. 596—598. 1897.

tential Φ längs der X-Axe (d. h. der Fortpflanzungsrichtung des Strahles) variabel, so ist an Stelle von (I) zu setzen:

$$(III) \qquad y_0 = \sqrt{\frac{\varepsilon}{2m}} \int_0^{x_0} dx \int_0^{x} \frac{H}{\sqrt{\Phi - \Phi_0}} dx,$$

wobei Φ_0 das Potential der Kathode darstellt. Hat Φ längs einer gewissen Strecke den Werth $\Phi' = \text{const.}$ und ist ein magnetisches Feld nur innerhalb dieser Strecke vorhanden, so erhält man, wenn man $(\Phi' - \Phi_0) = V'$ setzt:

$$(IV) \qquad y_0 = \sqrt{\frac{\varepsilon}{2m}} \frac{1}{V'} \int_0^{x_0} dx \int_0^{x} H dx dx$$

oder

$$(V) \qquad y_0 = \text{const.} J/\sqrt{V'} \text{ (vgl. Gl. (II))}.$$

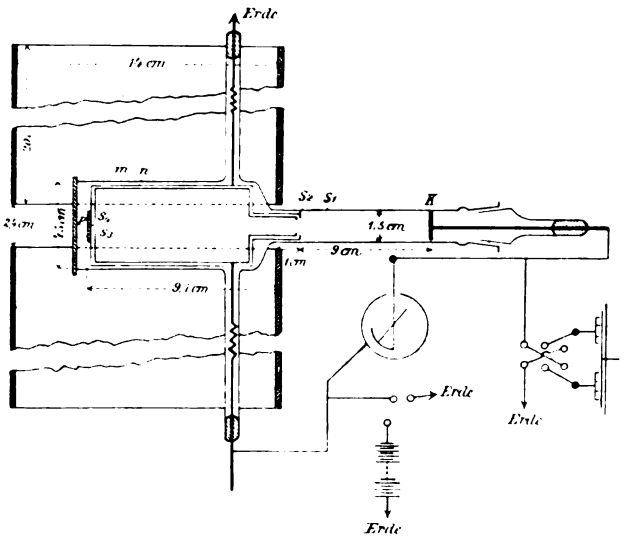
Es kommt also jetzt für die magnetische Ablenkbarkeit nicht mehr die Potentialdifferenz zwischen Anode und Kathode in Betracht, sondern diejenige zwischen dem Raume, innerhalb dessen die Ablenkung stattfindet, und der Kathode.

3. Die im Folgenden zu beschreibenden Versuche sollen dazu dienen, die in Gl. (IV) und (V) ausgesprochene Folgerung aus der Emissionshypothese experimentell zu prüfen. Ich hatte bereits gelegentlich meiner ersten Arbeit über die magnetische Ablenkung ähnliche Versuche in Angriff genommen, war jedoch infolge fehlerhafter Anordnung zu keinem Resultat gelangt. Zur Wiederaufnahme der Versuche wurde ich durch eine neuerdings erschienene Arbeit des Hrn. Th. Des Coudres[1]) angeregt, in welcher derselbe zeigt, dass durch electrostatische Einflüsse die Absorption Lenard'scher Kathodenstrahlen in Luft verändert wird, und gleichzeitig darauf hinweist, dass die Emissionstheorie auch eine entsprechende Aenderung der magnetischen Ablenkbarkeit verlange.

4. Die Versuchsanordnung war im wesentlichen entsprechend der früher zur Messung der magnetischen Ablenkbarkeit benutzten (vgl. Figur). Die Aenderung bestand, ab-

1) Th. Des Coudres, Verhandl. der physik. Gesellsch. zu Berlin, 4. Februar 1898.

gesehen von den (in der Figur angegebenen) etwas anderen Dimensionen der Röhre, in der Anbringung zweier Metallcylinder *m* und *n*; die beiden Cylinder waren concentrisch mit einem Zwischenraume von etwa 2—3 mm angeordnet. Jeder trug ein engeres Ansatzstück, das etwa 2 cm weit in den engen Theil des Entladungsrohres hineinragte. Die von der Kathode *K* kommenden Strahlen gingen zuerst durch den 0,3 mm weiten horizontalen Spalt S_1 des stets zur Erde abgeleiteten und als Anode dienenden äusseren Cylinders, drangen dann durch den 1 mm weiten, mit S_1 parallelen Spalt S_2 in



den inneren Cylinder und gelangten nach dem Durchlaufen des letzteren durch die beiden senkrechten Spalte S_3 und S_4 von 2 mm Weite auf die mit Kreide bestrichene getheilte Platte *P*, welche direct auf den Boden des äusseren Cylinders geklebt war.

Wurde der innere Cylinder mit dem + oder — Pol einer Hochspannungsbatterie verbunden, so konnte demselben eine Spannung von ± 3250 Volt ertheilt werden, ohne dass zwischen beiden Cylindern eine Entladung überging. Es war nämlich die Entfernung der Cylinderwände voneinander so gering gemacht, dass sie kleiner war als der Durchmesser des Crookes'schen dunklen Raumes; wenn dies der Fall ist, so ist nach

Hittorf[1]) eine Entladung unmöglich. Wenn Kathodenstrahlen in den Cylinder eindrangen, so trat trotzdem eine schwache Entladung ein infolge der durch die Kathodenstrahlen hervorgerufenen Leitfähigkeit der Luft; wegen des geringen inneren Widerstandes der Batterie bedingte diese Entladung jedoch keine Potentialverminderung des Cylinders.

Es war also möglich, durch Ladung des inneren Cylinders in dessen Innenraum ein constantes Potential herzustellen, dessen Werth von dem der Anode (des äusseren Cylinders) bedeutend abwich. Da ferner die Strecke, innerhalb deren das Potential variabel ist, nämlich der Zwischenraum zwischen S_1 und S_2 nur 2 mm beträgt, so kann man für die Rechnung mit genügender Genauigkeit eine sprungweise Aenderung des Potentiales bei S_1 annehmen. *Es ist also die erste der beiden der Gl. (IV) zu Grunde liegenden Bedingungen vollständig erfüllt.* Ein Einfluss der Cylinderladung auf den eigentlichen Entladungsvorgang in der Röhre war hierbei völlig ausgeschlossen, da ja der zur Erde abgeleitete äussere Cylinder einen vollständigen electrischen Schirm gegen die Wirkungen des Inneren bildete. Wie aus der Figur ferner ersichtlich, *sind die Magnetisirungsspulen so angeordnet, dass die magnetische Ablenkung zum grössten Theil im Inneren des Cylinders stattfindet, sodass auch die zweite der in § 2 aufgestellten Bedingungen nahezu vollständig erfüllt ist.* Ueber den durch die Streuung der Kraftlinien bedingten Fehler vgl. w. u.

Zur Messung der Grösse V wurde die Kathode mit der

b) Wenn derselbe positiv geladen war: $V' = V_0 + 3250$.

c) Wenn derselbe negativ geladen war: $V' = V_0 - 3250$.

Das von der Theorie verlangte Resultat ist, dass $y_0 \sqrt{V'}/J$ *in allen drei Fällen denselben Werth hat; es muss also bei irgend einem bestimmten Werthe von* V_0 *und* J*, je nachdem der Cylinder + oder — geladen wird, eine Verminderung oder Vermehrung der Ablenkung eintreten.* Der Versuch bestätigt diese Voraussetzung vollständig. Die Erscheinung wird allerdings dadurch etwas complicirt, dass die Ladung des Cylinders auch eine kleine electrostatische Ablenkung in dem Felde zwischen S_1 und S_2 hervorruft; dieselbe wird jedoch dadurch eliminirt, dass stets durch Commutiren des Spulenstromes die doppelte Ablenkung beobachtet wurde. Die folgenden drei Tabellen zeigen, dass auch *quantitativ* die Theorie genügend bestätigt wird. Die kleine systematische Abweichung der drei Mittelwerthe für $y_0 \sqrt{V'}/J$ voneinander lässt sich der Grösse und dem Sinne nach hinreichend erklären durch die Streuung der Magnetkraftlinien, welche schon vor dem Eintritt in den Spalt S_1 eine Ablenkung der Strahlen bewirkt (vgl. w. u.).

Es enthält die erste Columne der Tabellen V' in Volt; die zweite unter y_0 die Hälfte der durch Commutiren des Spulenstromes erhaltenen wirklichen Ablenkung in Centimetern; die dritte unter y'_0 die auf unendlich kleine Ablenkungen redu-

Tabelle I.

$V' = V_0$.

V'	y_0	y'_0	J	$y'_0 \sqrt{V'}/J$	δ %
10900	1,49	1,45	0,942	161	+ 1,3
10500	1,40	1,37	0,890	158	− 0,6
9700	1,60	1,55	0,950	161	+ 1,3
9550	1,48	1,44	0,880	160	+ 0,7
7400	1,67	1,61	0,880	157,5	− 0,9
6650	1,47	1,43	0,745	156,5	− 1,5
6100	1,57	1,52	0,745	159,5	+ 0,4
6050	1,59	1,54	0,750	160	+ 0,7
5300	1,53	1,49	0,700	155	− 2,5
4700	1,57	1,52	0,650	160,5	+ 1,0
				Mittel 158,9	

cirten[1]) Werthe von y_0; die vierte den Spulenstrom J in Ampères; die fünfte die Grösse $y'_0 \sqrt{V'}/J$; die sechste die procentualen Abweichungen vom Mittelwerth.

Tabelle II.

$V' = V_0 + 3250$.

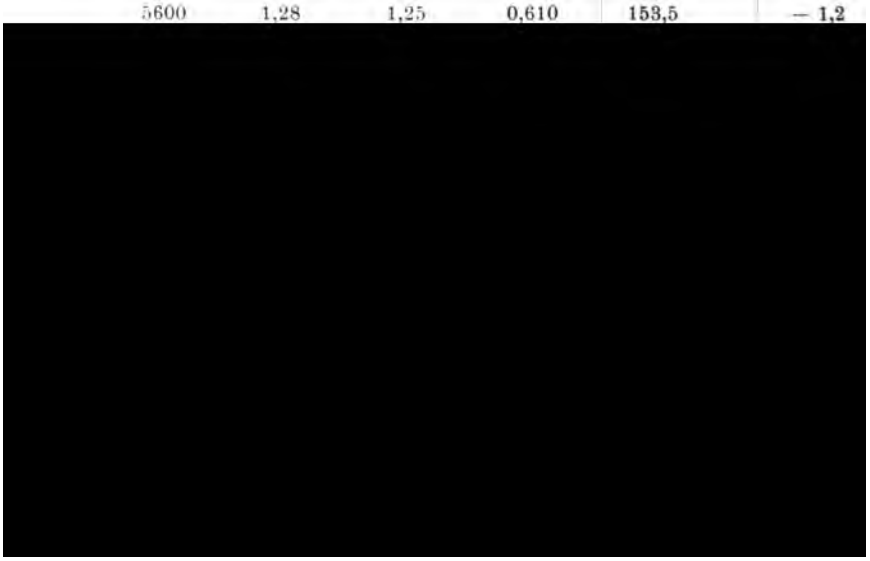
V'	y_0	y'_0	J	$y'_0 \sqrt{V'}/J$	δ %
12200	1,40	1,37	0,955	158,5 [136][2])	− 1,1
12100	1,40	1,37	0,945	160	− 0,2
11500	1,48	1,44	0,955	162	+ 1,1
10600	1,55	1,50	0,965	160	− 0,2
10000	1,45	1,41	0,875	161	+ 0,4
9700	1,58	1,53	0,955	158	− 1,4
9200	1,51	1,47	0,875	161	+ 0,4
8800	1,40	1,37	0,790	163	+ 1,7
8100	1,47	1,43	0,810	159 [124]	− 0,8

Mittel 160,3

Tabelle III.

$V' = V_0 - 3250$.

V'	y_0	y'_0	J	$y'_0 \sqrt{V'}/J$	δ %
7250	1,51	1,47	0,805	**156 [187,5][3])**	**+ 0,5**
7000	1,31	1,28	0,695	**154**	**− 0,8**
6650	1,25	1,23	0,650	**154,5**	**− 0,5**
6400	1,12	1,11	0,570	**156**	**+ 0,5**
5600	1,28	1,25	0,610	153,5	− 1,2



6. Die Unterschiede der drei Mittelwerthe für $y_0\sqrt{V'/J}$ sind zwar nicht gross; jedoch zeigte sich bei Wiederholung der Beobachtungen, dass es sich jedenfalls um einen systematischen Fehler handelt; derselbe rührt von der schon weiter oben erwähnten Streuung der magnetischen Kraftlinien her, welche zu einer Ablenkung schon vor Eintritt in den Spalt S_1 Veranlassung giebt; es muss deshalb die Wirkung einer Ladung des Cylinders stets etwas zu klein erscheinen. Um die Grösse dieses Fehlers zu bestimmen, wurde nach Entfernung der Röhre eine kleine Magnetnadel an einem Platindraht parallel der X-Axe aufgehängt und an verschiedenen Punkten der letzteren aus der Ablenkung der Nadel die Feldstärke bestimmt; den Verlauf der Feldstärke giebt folgende Tabelle:

Tabelle IV.

ϱ	0	2	3,5	5	6	7	8	9
h	100	99,6	96,7	87,4	74,3	50,0	21,7	11,5

ϱ	10	11	12	13	14,5	16	18	20
h	4,9	2,1	0,42	—0,37	—1,03	—1,38	—1,6	—1,6

Es bedeutet ϱ den Abstand von der Spulenaxe, h die relative Feldstärke, wenn diejenige in der Spulenmitte gleich 100 gesetzt wird.

Ferner ist die Entfernung der einzelnen Punkte der Strahlenbahn von der Spulenmitte die folgende:
Kathode: 17 cm, Spalt S_1: 8 cm, getheilte Platte: —2,1 cm.

Es machen nun die durch S_1 eintretenden Strahlen einen Winkel φ mit der X-Axe, der durch die Gleichung bestimmt ist:

$$\text{(VI)} \qquad \operatorname{tg}\varphi = \sqrt{\frac{\varepsilon}{2\,m\,V_0}} \int_{17}^{8} H\,d\varrho.$$

Bezeichnet man die Strecke S_1 bis S_4 mit l (= 10,1), so erhält man für die Gesammtablenkung:

$$\text{(VII)} \qquad y_0 = \sqrt{\frac{\varepsilon}{2\,m\,V_0}} \cdot l \int_{17}^{8} H\,d\varrho + \sqrt{\frac{\varepsilon}{2\,m\,V'}} \int_{8}^{-2,1} d\varrho \int_{8}^{\varrho} H\,d\varrho.$$

Das zweite Glied auf der rechten Seite von Gl. (VII) ist also derjenige Theil der Ablenkung, für welchen die in § 2 entwickelte Theorie gilt. Bezeichnet man dieses Glied mit $y_{0\,(\text{corrig.})}$, die gesammte rechte Seite mit $y_{0\,(\text{beob.})}$, so erhält man:

$$(\text{VIII}) \qquad y_{0\,(\text{corrig.})} = y_{0\,(\text{beob.})} \Big/ \left(1 + 0{,}07 \sqrt{\frac{V'}{V_0}}\right)$$

oder, mit genügender Annäherung für den vorliegenden Zweck

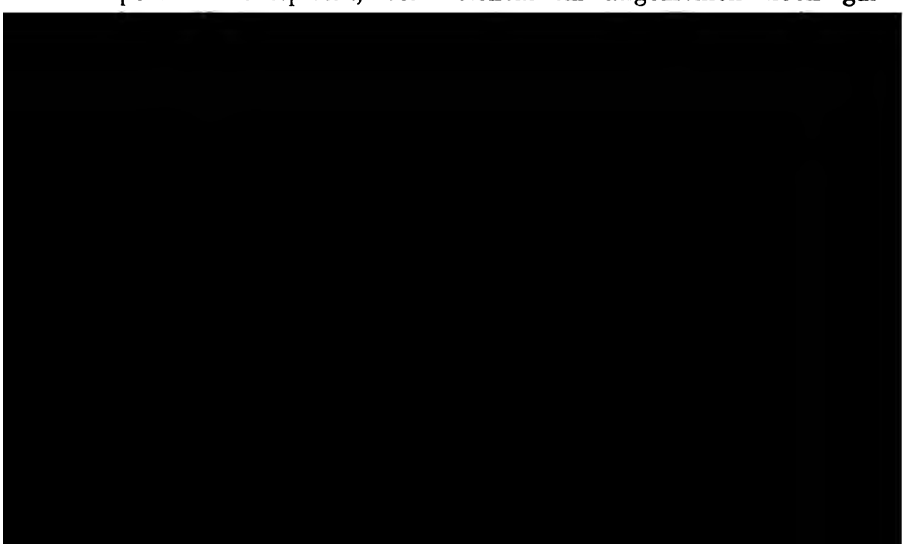
$$(\text{IX}) \qquad y_{0\,(\text{corrig.})} = y_{0\,(\text{beob.})} \cdot \left(1 - 0{,}07 \sqrt{\frac{V'}{V_0}}\right).$$

Durch Einführung der nach Gl. (IX) corrigirten Ablenkungen in Spalte 2 der Tabellen erhält man für die Mittelwerthe von $y'_0 \sqrt{V'} J$ die Zahlen:

$V'' =$	V_0	$V_0 + 3250$	$V_0 - 3250$
$y'_0 \sqrt{V''} J =$	147,6	146,7	147,0

Die Unterschiede dieser drei Zahlen sind klein genug, um auf Beobachtungsfehler zurückgeführt werden zu können.

7. Wenn man bei einem sehr kleinen Werthe von V_0 (< 5000 Volt) den Cylinder negativ ladet, sodass $V' < 1750$ Volt, so kann man dadurch den Kathodenstrahlen im Inneren des Cylinders eine Geschwindigkeit geben, die einem Entladungspotential entspricht, bei welchem im allgemeinen noch gar



8. Die Grösse ε/m, welche ich früher[1]) zu $1{,}77 \cdot 10^7$ angegeben habe, berechnet sich aus den obigen Beobachtungen unter Berücksichtigung der in § 6 angegebenen Correctur zu *$1.86 \cdot 10^7$ C. G. S.-E. pro Gramm.*

Bei dem erhöhten Interesse, welches die Emissionshypothese neuerdings gefunden hat, möchte ich eine möglichst genaue Bestimmung dieser Grösse unter Berücksichtigung aller etwaigen Fehlerquellen als sehr wünschenswerth bezeichnen.

Berlin, Phys. Inst., Februar 1898.

1) W. Kaufmann, l. c.

(Eingegangen 19. März 1898.)

17. *Untersuchungen über die electrische Entladung in verdünnten Gasen: von Willy Wien.*

Das ursprüngliche Ziel der folgenden Untersuchungen war die Entscheidung, ob die Kathodenstrahlen Vorgänge im Aether oder bewegte, electrisch geladene träge Massen sind. Nachdem diese Frage zu Gunsten der zweiten Auffassung entschieden war, schlossen sich hieran weitere Fragen über die Natur der Entladung überhaupt an, die zunächst zu dem Ergebniss geführt haben, dass auch das sogenannte positive Licht von den Vorgängen an der Kathode nicht dem Wesen nach verschieden ist.

Die Ergebnisse für die Kathodenstrahlen und Canalstrahlen sind von mir bereits veröffentlicht.[1]) Ich gebe sie hier im Zusammenhange noch einmal.

Während die Kathodenstrahlen anfangs ebenso wie der ganze Entladungsvorgang als aus materiellen Theilchen bestehend angenommen wurden, fand man beim genaueren Studium Erscheinungen, die sich mit dieser Auffassung scheinbar schwer vereinigen liessen. Dass die Kathodenstrahlen aus der eigentlichen Strombahn vollständig herausgingen und ihren Weg ganz unabhängig von dem Verlauf des Stromes nahmen, dass sie sogar durch dünne, luftdicht schliessende Metallplatten, ohne an Geschwindigkeit einzubüssen gingen, sprach allerdings sehr gegen die Annahme materieller Theilchen. Nur die englischen Physiker hielten an dieser Meinung fest, gaben indessen den Lenard'schen Versuchen, bei denen die Kathodenstrahlen durch ein Aluminiumfenster nach aussen gelangen, die unrich-

ein anderes ist, hat zuerst E. Wiechert[1]) ausgesprochen. Aber die strengen experimentellen Beweise für die Richtigkeit dieser Anschauung fehlten noch.

Dass die Kathodenstrahlen negative Ladung erzeugen, hat schon Hertz in seiner bekannten Arbeit über die Glimmentladung beobachtet. Dasselbe ist dann von Perrin[2]) und J. J. Thomson[3]) gefunden worden. Ihre Anordnung unterscheidet sich nicht wesentlich von der Hertz'schen. Sie sind also ebenfalls dem Einwand von Hertz unterworfen, dass die durch Kathodenstrahlen gesteigerte Leitfähigkeit möglicherweise negative Electricität auf der Bahn der Kathodenstrahlen fortführt.

Ebensowenig einwandsfrei ist die Anordnung von McClelland[4]), der die Kathodenstrahlen durch ein Fenster von geölter Seide gehen lässt, das sich dann stets negativ ladet. Denn diese Ladung könnte auf der Bahn der hindurchgegangenen Kathodenstrahlen weitergeführt werden. Dasselbe gilt von der Anordnung, wo die Kathodenstrahlen ein im Innern der Röhre angebrachtes Stück Aluminiumfolie durchdringen.

Die Meinung, dass die durch das Fenster gehenden Kathodenstrahlen dadurch entständen, dass es durch die negative Ladung selbst zur Kathode wird, wird durch die folgende Thatsache widerlegt. Kathodenstrahlen entstehen niemals bei Atmosphärendruck oder im äussersten Vacuum, wenn man ein Metall noch so stark negativ ladet, sondern nur an einem *dünnen* Metallblatt, das an der Rückseite von Kathodenstrahlen getroffen wird.

Dann gehen die Kathodenstrahlen genau ebenso durch ein Fenster, das zur Anode gemacht wird, wo also das Auftreten secundärer Kathoden ausgeschlossen ist.

Das Mitführen electrischer Ladungen kann mit Sicherheit den Kathodenstrahlen als solchen nur dann zugeschrieben werden, wenn der Raum, in dem die Ladung durch Kathodenstrahlen erzeugt, wird, ganz frei von electrischen Kräften ist,

1) E. Wiechert, Verhandl. d. physik.-öcon. Gesellsch. in Königsberg, Januar 1897.

2) Perrin, Compt. rend. **121.** p. 1130. 1895.

3) J. J. Thomson, Phil. Mag. (5) **44.** p. 293. 1897.

4) McClelland, Proc. Roy. Soc. **61.** p. 227. 1897.

und wenn die Luft vollkommen beseitigt wird, der ebenfalls secundäre Einflüsse zugeschrieben werden könnten, da sie nach den Beobachtungen von Röntgen durch Bestrahlung von X-Strahlen und nach Des Coudres durch Kathodenstrahlen electrisch leitend wird.

Es wurde also für die Beobachtung die Lenard'sche Anordnung gewählt. Es stellte sich bald als bequem heraus, die Entladungsröhre zu ändern, weil bei der Lenard'schen Röhre des Evacuiren bis zu der Verdünnung, bei der man wirksame Kathodenstrahlen erhält, zu viel Zeit in Anspruch nimmt. Es wurde die grosse Anode, die schwer von Gas zu befreien war, beseitigt, und ein kleiner Aluminiumdraht als Anode gewählt. Bekanntlich spielt die Anode bei grossen Verdünnungen eine ganz unerhebliche Rolle. Die Kathode ragte nicht frei in die Röhre, sondern lag fast unmittelbar an der nur um weniges weiteren Glasröhre an. Ich hatte mich durch Stromverzweigung überzeugt, dass eine so eingeschlossene Kathode bei derselben Luftverdünnung viel grösseren Widerstand hat als eine frei ins Rohr ragende. Man braucht bei der ersteren zur Herstellung des für wirksame Kathodenstrahlen nothwendigen Potentials nicht so grosse Verdünnungen.

Um nun die electrischen Störungen im äusseren Raum vollkommen auszuschliessen, wurde der Inductionsapparat, Accumulatoren und Entladungsröhre in einen grossen, mit Zinkblech belegten Kasten gestellt, der zur Erde abgeleitet war. Die Röhren zur Luftpumpe waren an eine mit dem

dem Kitt entwickelt, wenn die Kathodenstrahlen längere Zeit auf das Fenster fallen. Ich habe daher eine etwas andere Anordnung benutzt, die den Kitt vermeidet und auch den Vortheil hat, dass man die Fenster leichter auswechseln kann. Auf das eingeschmolzene Platinröhrchen ist eine Messinghülse gelöthet (Fig. 1), die ein Gewinde trägt und oben mit einer polirten Messingplatte verschlossen ist, in die ein Loch von 2 mm Durchmesser gebohrt ist. Auf diese Platte wird das löcherfreie Aluminiumblatt gelegt und auf dieses eine Scheibe aus dünnem Cadmiumblech, das mit einer genügenden Oeffnung versehen ist. Dieses Cadmiumblech wird durch eine Schraubenmutter auf das Aluminiumblatt gepresst, das dann vollkommen luftdicht abschliesst.[1])

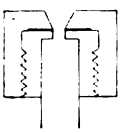


Fig. 1.

Die Anordnung der Röhre zeigt Fig. 2. Die Röhre mit den Electroden *A*, *B* (Aluminiumstreifen von 5 mm Breite) und *C* (Platindraht) ist über die Stanniolbelegung der Entladungsröhre geschoben und luftdicht mit Siegellack gekittet. Während die Entladungsröhre mit einer Geissler'schen Pumpe in Verbindung steht, wird die Beobachtungsröhre durch eine Raps'sche Pumpe bedient. An der Electrode *B*, die sonst genau symmetrisch zu *A* ist, hängt ein Stückchen Aluminiumfolie. Solange im Beobachtungsrohre Atmosphärendruck herrscht, giebt das mit *A* oder *B* verbundene Quadrantelectrometer, dessen Empfindlichkeit 30 mm für 1 Volt ist, einen Ausschlag von 5—8 mm, eine negative Ladung anzeigend, sobald Kathodenstrahlen aus dem Fenster dringen. Werden die

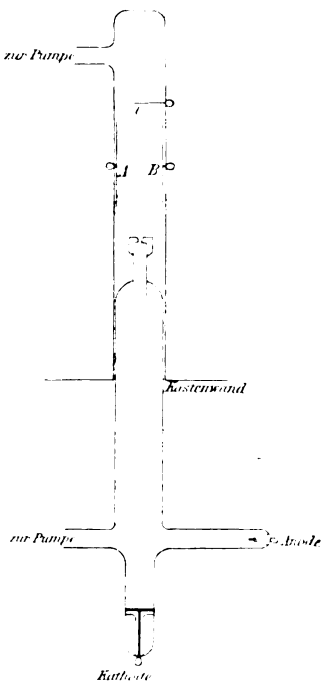


Fig. 2.

1) Solche verschraubbaren Fenster werden vom Institutsmechaniker Feldhausen (Aachen, Techn. Hochschule) angefertigt.

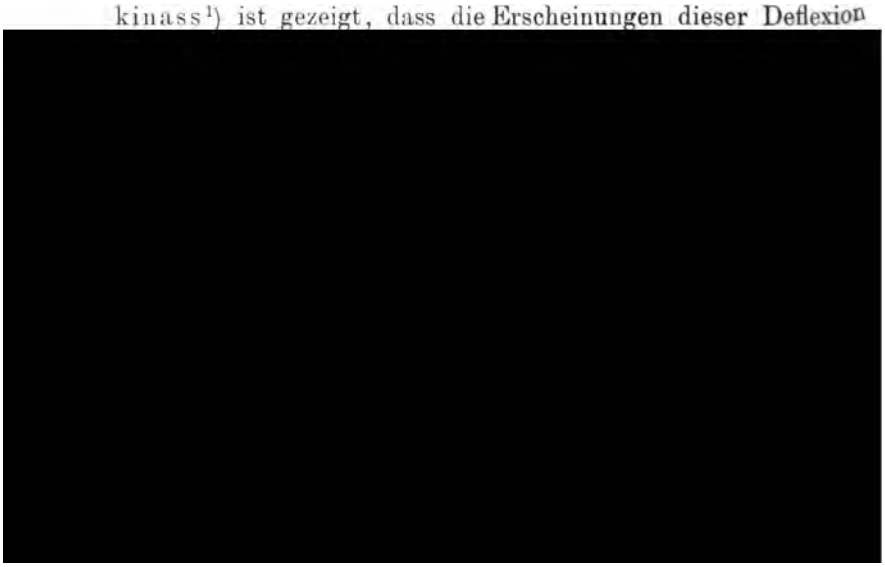
Kathodenstrahlen in der Röhre durch den Magneten abgelenkt, so hört jede Wirkung auf. Das mit C verbundene Electrometer giebt keinen Ausschlag bei Atmosphärendruck.

Wird die Luft im Beobachtungsrohr fortgeschafft und das äusserste Vacuum erreicht, so wird das Electrometer durch eine Unterbrechung des Ruhmkorff über die sichtbare Scala hinausgetrieben, wenn es mit B verbunden ist. C giebt erheblich weniger Ausschlag, noch viel weniger A. Dies liegt offenbar an der Reflexion der Kathodenstrahlen, die wegen streifender Incidenz bei A gross ist, während bei B das Aluminiumblättchen einen grossen Theil auffängt.

Im äussersten Vacuum ist keine Grenze für die Ladung durch Kathodenstrahlen bemerkbar. Die Ladung wächst immer weiter, wenn neue Kathodenstrahlen auffallen, während bei mässigen Verdünnungen sehr bald eine Ladung erreicht ist, die von hinzukommenden Kathodenstrahlen nicht mehr vergrössert wird.

Durch diese Versuche ist bewiesen, dass die Kathodenstrahlen die durch das zur Erde abgeleitete Fenster dringen, sehr starke negative Ladungen mit sich führen.

Wenn die Kathodenstrahlen negativ geladene Theilchen sind, so müssen sie in einem electrostatischen Felde abgelenkt werden. Es ist seit langem bekannt, dass die Kathodenstrahlen in der Nähe einer zweiten Kathode eine starke Ablenkung erfahren und durch die Untersuchung von Kaufmann und Aschkinass[1]) ist gezeigt, dass die Erscheinungen dieser Deflexion



trug, fielen auf ein 5 mm breites Platinblech, von dem sie auf die 4 cm dahinter befindliche Glaswand ein scharfes Schattenbild warfen.

Wurden die Electroden abwechselnd mit den Polen eines Hochspannungsaccumulators von 2400 V. verbunden, so ergab sich im äussersten Vacuum, wenn die Raps'sche Pumpe zu wirken aufhörte, eine Ablenkung von 5 mm. Das vom Accumulator erzeugte Feld war vollkommen statisch, denn ein in den Stromkreis geschaltetes Galvanometer gab nicht den geringsten Ausschlag. Wurde das Vacuum noch verbessert, indem eine grosse Kugel, die mit der Röhre verbunden war und die Röhre etwa fünfmal an Rauminhalt übertraf (während die Pumpe durch Quecksilber abgesperrt wurde), durch feste Kohlensäure auf —80° abgekühlt wurde, so ergab sich doch keine bemerkbare Vergrösserung der Ablenkung. Die electrostatische Ablenkung wurde durch ein magnetisches Feld gleicher Ausdehnung von 10 C.G.S. compensirt. Hieraus ergiebt sich die Geschwindigkeit der Theilchen gleich ein Drittel der Lichtgeschwindigkeit und das Verhältniss von Masse zur Ladung 5.10^{-8}.

Diese bereits früher veröffentlichten Ergebnisse sind inzwischen von Lenard[1]) bestätigt und durch quantitative Messungen vervollständigt worden.

Nachdem die negative Ladung der Kathodenstrahlen nachgewiesen war, schien mir der Gedanke naheliegend, die von Goldstein beobachteten, durch gewöhnliche Magnete nicht merklich ablenkbaren Canalstrahlen, die sich rückwärts durch eine durchlöcherte Kathode fortpflanzen, möchten die positive Ladung tragen. Hier war der Beobachtungsraum nicht vollständig von der Entladungsröhre abzuschliessen, weil ich trotz längerer Bemühungen keine Substanz finden konnte, durch die die Canalstrahlen hindurchgehen.

Ein feines Drahtnetz *a* (Fig. 3) war mit einem Messingring verlöthet, der mit dem Kasten metallisch verbunden war. Ausserhalb des Kastens war die die Electrode *c* tragende Glasröhre eingekittet, innerhalb die Röhre mit der Anode *b*. Machte man dann *a* zur Kathode, *b* zur Anode, so traten nach *c* hin

1) P. Lenard, Wied. Ann. **64.** p. 279. 1898.

reine Canalstrahlen aus dem Drahtnetz. Nur bei starker Verdünnung kamen noch bemerkbare Kathodenstrahlen hinzu. Die Ladung von c war dann immer positiv, auch bei grossen Drucken, wenn die Canalstrahlen noch nicht sichtbar geworden waren, und eben nur das schwächste Glimmlicht die Kathode bedeckte. Bei allen Versuchen wurde eine Funkenstrecke von etwa 2 cm eingeschaltet, um nur Ströme einer Richtung zu haben.

Wurde das Drahtnetz mit Papier, Glimmer oder Metall bedeckt, so hörte jede Spur einer Wirkung auf, während sonst die Ladung bei nicht zu kleiner Verdünnung so gross war, dass jede Unterbrechung des Inductoriums des Electrometer über die Scala hinaustrieb.

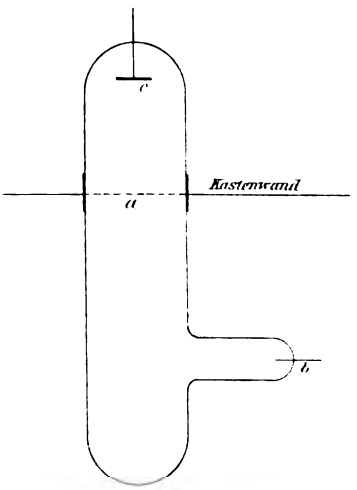


Fig. 3

Annäherung das Magneten an die Bahn der Canalstrahlen änderte nichts an der Ladung, solange nicht der Magnet die Entladung selbst beeinflusste.

Wurde in die Röhre zwischen der Anode und dem Drahtnetz eine zweite durchlöcherte Platte angebracht

Auch hier hörte durch Einschalten einer Glimmerplatte jede Wirkung auf. Bei den Canalstrahlen habe ich eine Abhängigkeit der Ladung vom Einfallswinkel nicht nachweisen können, was bei dem diffusen Verlauf dieser Strahlen nicht auffallend ist.

Von den Canalstrahlen war magnetische oder electrostatische Ablenkung bisher nicht bekannt. Nachdem aber nachgewiesen war, dass sie positive Ladung tragen, konnte man voraussehen, dass sie solche Ablenkungen erfahren müssen und zwar in entgegengesetzter Richtung wie die Kathodenstrahlen.

Die electrostatische Ablenkung konnte ich in einfacher Weise beobachten. In eine Metallplatte wurde ein Loch von 2 mm Durchmesser gebohrt und beiderseits Glasröhren auf die Platte gekittet. In die eine, *b* (Fig. 4), war die Anode eingeschmolzen, in die andere, *c*, zwei einander gegenüberstehende Electroden von 5 cm Länge und 0,5 cm Breite im Abstand von 1,7 cm. Die Röhre wurde nun in den Zinkkasten gestellt und die Metallplatte mit der Wand des Kastens verbunden und zur Kathode gemacht. Bei nicht zu kleiner Verdünnung treten dann aus dem Loch ein Bündel Canalstrahlen heraus, auf der 9 cm von der Platte entfernten Glaswand einen Fluorescenzfleck von der bekannten gelbgrünen Farbe hervorrufend.

Dieses Strahlenbündel ging mitten zwischen den beiden Electroden hindurch und wurde abgelenkt, wenn die Electroden durch einen Hochspannungsaccumulator auf eine Spannungsdifferenz von 2000 Volt gebracht waren; die Ablenkung betrug 6 mm. Die Strahlen wurden von der negativen Electrode angezogen. Wenn die Verdünnung gross genug war, liess es sich für kurze Zeit erreichen, dass das Feld zwischen den Electroden statisch blieb. Das dünne Bündel Canalstrahlen erhöhte erst nach einiger Zeit die Leitfähigkeit des Gasraumes soweit, dass der Accumulator ihn durchbrechen konnte.

Weniger einfach war der Nachweis der magnetischen Ablenkbarkeit der Canalstrahlen. Die starken magnetischen Kräfte eines Ruhmkorff'schen Electromagneten beeinflussten die Entladung selbst in so hohem Grade, dass eine sichere Beobachtung ausgeschlossen war. Und ein langes Bündel Canalstrahlen, das gestattet hätte, die Entladung in einiger

Entfernung vom Electromagneten arbeiten zu lassen, war nicht zu erhalten. Es ist mir zwar nachträglich gelungen, die Ablenkung der Canalstrahlen bei einem gut abgegrenzten Strahlenbündel mit einem starken gewöhnlichen Hufeisenmagneten zu beobachten. Für Messungen ist sie aber zu klein und ich gelangte daher mit folgender Anordnung zum Ziele. Der Ruhmkorff'sche Electromagnet trug Polschuhe mit Endflächen von 5 cm Länge und 2 cm Breite. Die 2,5 cm weite Röhre *c* wurde zwischen die Pole gebracht, sodass die Kraftlinien des Magnetfeldes senkrecht standen zu den electrischen Kraftlinien zwischen den Electroden der Röhre *c*. Auf eine Eisenplatte *a* von 11 cm Durchmesser und 2,5 cm Dicke wurden die schon beschriebenen Glasröhren *b* und *c* gekittet. In die Eisenplatte war ein Loch von 2 mm Durchmesser gebohrt.

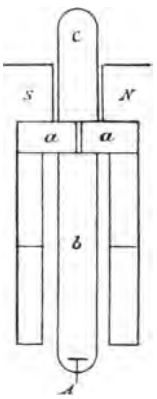


Fig. 4.

Die Eisenplatte wurde an die Polschuhe des Electromagneten dicht angelegt. Ueber die Röhre *b* und unmittelbar an die Eisenplatte wurde ein die ganze Röhre umschliessender Eisencylinder von 2,5 cm Wandstärke geschoben. Auf diese Weise waren die auf *b* wirkenden magnetischen Kräfte sehr geschwächt. Ihre Stärke konnte aus der Ablenkung der Kathodenstrahlen bestimmt werden, wenn man *A* zur Anode, *a* zur Kathode machte, wobei *a* zur Erde abgeleitet war.

Ablenkung zeigte sich, dass die Canalstrahlen ebenfalls aus einem Gemisch von verschieden ablenkbaren Strahlen bestehen.

Aus den angegebenen Zahlen folgt für die Geschwindigkeit der Canalstrahlen $3{,}6 \cdot 10^7$ cm/sec und für das Verhältniss der Masse zur Ladung $3{,}2 \cdot 10^{-3}$.

Die Vorgänge an der Anode.

Bei den Beobachtungen der Canalstrahlen war mir aufgefallen, dass aus der durchlöcherten Electrode in den von electrischen Kräften freien Aussenraum noch sichtbare Strahlen austreten, wenn man den Strom umkehrt, die Electrode also Anode ist. Um diese Strahlen genauer zu untersuchen, gab ich der Entladungsröhre die in Fig. 5 dargestellte Form. Hier liegt die Kathode so, dass die Kathodenstrahlen nicht die durchlöcherte Electrode *a* erreichen können. Ist dann *a* Anode, *K* Kathode, so tritt ein schwaches Bündel Strahlen in die Beobachtungsröhre *C*. Dabei sind alle Biegungen der Röhre, die zum Kathodenansatz führen, mit positivem Licht erfüllt. Um dies austretende Bündel möglichst intensiv zu machen, empfiehlt es sich die Entladungsröhre an der Anode *a* möglichst eng, etwa 1 cm weit, zu machen. Die austretenden Strahlen sind auch in den äussersten Verdünnungen sehr diffus. Das Electrometer zeigte, dass sie negative Ladung tragen, durch electrostatische Kräfte sind sie in hohem Grade ablenkbar und zwar werden sie von der negativen Electrode abgestossen. Hierbei zeigt sich, dass oft die Ladung, die sie selbst auf die Electroden *b* tragen, eine electrostatische Ablenkung herbeiführt.

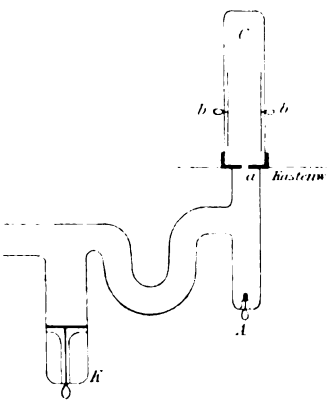


Fig. 5.

Dann genügt es, eine der beiden Electroden *b* mit der Erde zu verbinden, um die Strahlen zu ihr hin abzubiegen. Sie werden von der anderen, noch negativ geladenen, abgestossen.

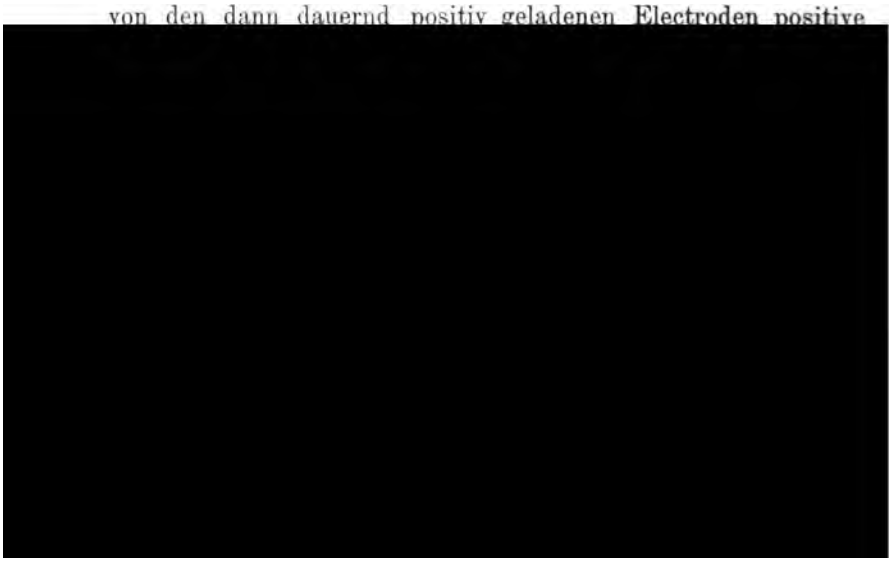
Magnetisch sind diese Strahlen ebenfalls in hohem Grade ablenkbar und zwar in derselben Richtung wie die Kathodenstrahlen. Doch gelang es mir nicht, befriedigende Messungen auszuführen, weil die Strahlen zu schnell zerstreut werden. Aus der starken Ablenkbarkeit folgt eine geringe Geschwindigkeit der negativen Theilchen, aus denen diese Strahlen gebildet werden.

Es gelang mir auch positive Theilchen im Lichte der Anode nachzuweisen. Dazu wurde *A* zur Anode, *K* zur Kathode gemacht. Dann treten bei *a* Strahlen aus, die eine positive Ladung am Electrometer zeigen. Diese Strahlen gehen also in derselben Richtung von der Anode fort, wie die Kathodenstrahlen von der Kathode, während die negativen Strahlen an der Anode die Richtung der Canalstrahlen an der Kathode haben.

Diese positiven Strahlen an der Anode sind immer noch mit negativen gemischt, die man durch magnetische und electrostatische Ablenkung trennen kann. Es geht nämlich ein Theil der Entladung nach *a* hin, für den also bei *a* die entsprechenden negativen Strahlen austreten.

Bei geringer Verdünnung bringen diese positiven Strahlen soviel Electricität auf die Electroden *b*, dass bei Ableitung derselben zur Erde der abfliessende Strom sehr deutlich sichtbares negatives Glimmlicht an den Electroden entstehen lässt.

Leitet man die Electroden nicht zur Erde ab, so gehen von den dann dauernd positiv geladenen Electroden positive



trischen Entladung zu bilden. Dass wir überall entgegengesetzt geladene Theilchen haben, die mit verschiedenen Geschwindigkeiten in entgegengesetzter Richtung fliegen, zeigt, dass diese Vorgänge mit der Electrolyse am nächsten verwandt sind. Dass die Analogie mit der Electrolyse solange bestritten wurde, liegt in der eigenthümlichen Anordnung des electrischen Feldes, das die Entladung unterhält. Während die innerhalb der galvanischen Strombahn eines Electrolyten laufenden electrischen Kraftlinien, die die Ionen nach entgegengesetzten Richtungen treiben, immer auf die Electroden zuführen und alle Ionen dorthin treiben, haben wir bei dem Durchgang des Stromes durch verdünnte Gase Ansammlung freier Electricität in der Strombahn, da nach den bekannten Versuchen von Hittorf und Warburg das Potentialgefälle in der Röhre sehr veränderlich ist und der grösste Spannungsabfall an der Kathode liegt. Dort, wo Felder verschiedenen Potentialgefälles aneinander stossen, ist freie Electricität vorhanden, wie wenn Leiter von verschiedenem Leitungsvermögen aneinander grenzen.

Dadurch, dass electrische Kraftlinien in dem Gasraum selbst an dieser freien Electricität enden, ist die Möglichkeit gegeben, dass die unter dem Einfluss des Feldes fortgetriebenen geladenen Theilchen aus dem Felde mit der Geschwindigkeit hinausfliegen, die sie durch die beschleunigenden Kräfte des Feldes erlangt haben.

Als Strom haben wir hier das treibende electrische Feld aufzufassen, das seine Energie für die Beschleunigung der Theilchen aufwendet und dadurch die magnetischen Kräfte um sich herum nach Maxwell's Auffassung hervorruft. Es ist daher auch einleuchtend, dass die Kathodenstrahlen, sobald sie aus dem beschleunigenden Felde heraus sind, mit der Strombahn weiter nichts zu thun haben, und ihren Weg fortsetzen, bis sie entweder von neuen electrischen oder magnetischen Kräften beeinflusst, oder von festen Körpern aufgehalten werden. Bei der ausserordentlichen Kleinheit der in Bewegung gesetzten Massen erklärt es sich auch, das Hertz keine Einwirkung der Kathodenstrahlen auf den Magneten erhielt.

Es bleibt natürlich immer noch die Frage offen, weshalb das electrische Feld in der Röhre ungleichförmig ist. Es

hängt dies möglicherweise damit zusammen, dass die geladenen Theilchen nicht die chemischen Molecüle sind.

Das positive Licht ist von dem negativen nur als quantitativ verschieden anzusehen, da hier infolge des weit schwächeren electrischen Feldes die Theilchen viel geringere Geschwindigkeiten erhalten. Thatsächlich zeigen auch die an der Anode auftretenden Theilchen viel grössere Ablenkbarkeit und daher geringere Geschwindigkeit.

Dass die Entladung bei sehr grosser Verdünnung aufhört, lässt darauf schliessen, dass die positiven und negativen Theilchen mit der Materie zusammenhängen und dass die Strombildung dadurch aufhört, weil nicht genügend Theilchen vorhanden sind, die von den electrischen Kräften forgetrieben werden.

Da positive und negative Theilchen sowohl im positiven als auch im negativen Licht auftreten, dürfte es zweckmässig sein, die Bezeichnungen Kathodenstrahlen, Kanalstrahlen und positives Licht aufzugeben und nur noch von positiven und negativen Theilchen zu sprechen.

Aachen, März 1898.

(Eingegangen 22. März 1898.)

18. *Versuche über die Polarisirbarkeit der Röntgenstrahlen; von L. Graetz.*

Die theoretische Wichtigkeit der Frage, ob die Röntgenstrahlen polarisirt werden können, hat ausser Röntgen selbst eine Anzahl von Beobachtern veranlasst, Versuche in dieser Richtung anzustellen, die aber ein sicheres positives Resultat nicht ergeben haben. Die Versuche wurden in zweierlei Art angestellt. Die eine Methode war die gewöhnliche, bei Licht angewendete, dass man zwei Turmalin- oder andere Krystallplatten in paralleler oder gekreuzter Axenrichtung durchstrahlen lässt und die Helligkeit der Bilder, sei es in der Photographie, sei es an dem Fluorescenzschirm, vergleicht. Die ausgedehntesten und exactesten Versuche nach dieser Richtung hat S. P. Thompson[1]) angestellt, indem er aus jedem untersuchten Krystall drei gleich dicke Stücke schnitt, und zwei von diesen, deren Axenrichtungen gekreuzt waren, nebeneinander auf das Dritte legte. So konnte er sie gleichzeitig in paralleler und gekreuzter Lage bei gleicher Dicke beobachten. Die Versuche erstreckten sich auf Andalusit, Glimmer, Kalkspath, Epidot, Klinochlor, Nickelsulfat, Nickelkaliumsulfat, Kobaltkaliumsulfat, Kobaltammoniumsulfat, Kobaltfluorsilicium, Nickelfluorsilicium. Alle ergaben durchaus negative Resultate, sodass Thompson die entgegengesetzte Behauptung von Galitzine[2]), der beim Turmalin Unterschiede beobachtet haben wollte, für eine „*X*-Strahlen-Mythe" erklärt.

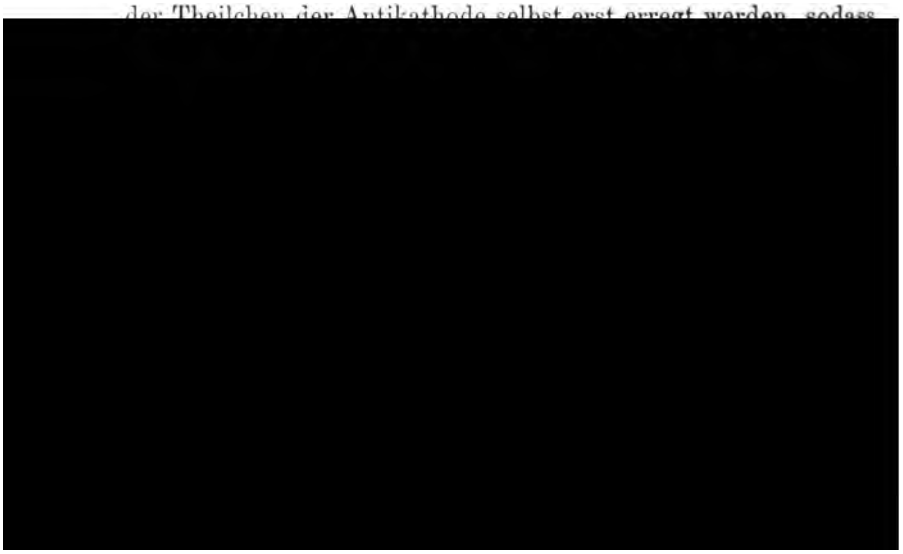
Die zweite Methode besteht darin, dass man versucht, ob ein und derselbe Krystall nach verschiedenen Richtungen hin eine verschiedene Absorption der Röntgenstrahlen, also eine Art Dichroismus nicht in Bezug auf die Farbe, sondern in Bezug auf die Intensität der durchgelassenen Strahlen zeigt. Solche und zwar negativ verlaufene Versuche sind von Röntgen gleich in der ersten Arbeit angegeben und in seiner letzten

1) S. P. Thompson, Phil. Mag. (5) **42**. p. 162. 1896.
2) Galitzine, Mémoire de St. Pétersbourg, April 1896.

Mittheilung[1]) berichtet er, dass er Platten von Kalkspath, Quarz, Turmalin, Beryll, Arragonit, Apatit und Baryt vergeblich daraufhin untersucht habe. Aehnliche Versuche hat Dölter[2]) angestellt, er glaubte aber im Gegentheil bei einigen Substanzen bestimmte Unterschiede gefunden zu haben, namentlich bei Andalusit, Arragonit und vielleicht bei Quarz. Da bis auf Andalusit Röntgen bei denselben Substanzen negative Resultate fand, so scheinen die Beobachtungen von Dölter doch nicht sicher zu sein.

Die beiden Methoden haben das gemeinsam, dass die Röntgenstrahlen, die zunächst nach ihrer Erzeugung als unpolarisirt anzunehmen sind, bei dem *Durchgang* durch einen Krystall Doppelbrechung und damit Polarisation und verschiedene Absorption erfahren sollen. Da nun überhaupt eine Brechung der Strahlen noch in keinem Falle mit Sicherheit beobachtet ist, so ist auch die Erwartung, dass eine erhebliche Doppelbrechung und verschiedene Absorption zu finden sei, wenig begründet und auch thatsächlich nicht realisirt.

Auf eine *dritte* Art und Weise aber kann man noch versuchen eine Polarisation von Röntgenstrahlen hervorzubringen, nämlich dadurch, dass man Anordnungen trifft, *um die Strahlen von vornherein polarisirt zu erzeugen.* Das nächstliegende Bild, das man sich von den neuen Strahlen machen kann, ist ja, dass sie durch irgend welche, vermuthlich äusserst rasche Vibrationen der Theilchen der Antikathode selbst erst erregt werden, sodass



Nach den ausführlichen Versuchen von Sohncke[1]) über polarisirte Fluorescenz ist bei allen Krystallen, die überhaupt zum Fluoresciren gebracht werden können, diese Fluorescenz immer eine polarisirte, d. h. die Theilchen eines Krystalls führen Schwingungen aus nicht nach allen möglichen Richtungen, sondern vorzugsweise nach gewissen, durch die Structur des Krystalls bestimmten Richtungen. Dieselbe Eigenschaft aus demselben Grunde zeigt das von Krystallen ausgehende Phosphorescenzlicht.[2]) Wenn man daher Röntgenstrahlen dadurch erzeugt, dass man Kathodenstrahlen auf passend angebrachte nicht reguläre Krystalle fallen lässt, so ist zu erwarten, falls die angegebene Analogie zutrifft, dass man sie auf diese Weise veranlasst, mehr oder minder polarisirt aus der Entladungsröhre auszutreten. Wenn nun auch die Polarisirung hierbei noch gering ist, so ist sie doch jedenfalls verstärkt gegenüber der durch Doppelbrechung, und es erscheint möglich, dass derart polarisirte Strahlen sich durch verschiedene Absorption in Krystallplatten anzeigen.

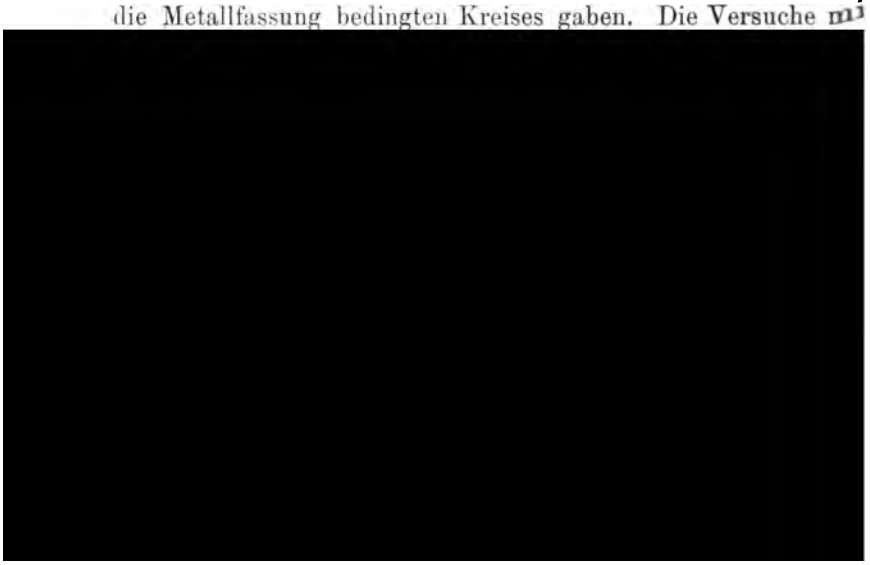
Um dies zu erproben, habe ich eine Anzahl von Crookes'schen Röhren hergestellt, in welche Krystalle eingeschmolzen waren. Die Krystalle und die Electroden waren in jeder Röhre so gestellt, dass man von jeder von beiden Electroden, wenn man sie als Kathode benutzte, sowohl diejenigen Röntgenstrahlen beobachten konnte, welche von der direct getroffenen Fläche direct nach aussen gingen, als auch diejenigen Strahlen, welche erst die ganze Dicke des Krystalles passiren mussten, bevor sie austraten. Benutzt wurden Krystalle von Kalkspath, Turmalin, Andalusit, Dichroit. Die drei letzten Krystalle, nämlich ein Turmalin aus Gjörestadt in Norwegen, ein Andalusit von der Lisenzer Alpe in Tyrol und ein Cordierit (Dichroit) aus Haddam in Connecticut, waren mir in sehr schönen Stücken von Hrn. P. Groth in freundlichster Weise zur Verfügung gestellt worden. Die Phosphorescenzfarbe des Kalkspathes unter dem Einfluss der Kathodenstrahlen ist bekanntlich roth; die anderen drei Krystalle phosphoresciren nicht sichtbar, obwohl sie intensive Röntgenstrahlen aussenden. Nur beim

1) Sohncke, Wied. Ann. 58. p. 452. 1896.
2) G. C. Schmidt, Wied. Ann. 60. p. 754. 1897.

Turmalin zeigte sich an der direct von den Kathodenstrahlen getroffenen Fläche ein einziger intensiv roth leuchtender Punkt und zwar sowohl wenn die Kathodenstrahlen auf eine Säulenfläche, wie wenn sie auf eine Basisfläche fielen. Diese roth leuchtende Stelle, ohne bestimmte Beziehung zu den Axen, hat genau das Aussehen wie ein rothglühender Fleck auf einer metallischen Antikathode und ist wahrscheinlich auch eine Glüherscheinung.

Die Electroden waren ebene, da es darauf ankam, eine möglichst grosse Fläche des Krystalls anzuregen. Die Röhren blieben während der Versuche an der Pumpe und es wurde die Evacuation immer succesive so hoch getrieben, bis eine Entladung nicht mehr möglich war. Bei einer Funkenlänge von 50—70 mm waren die Strahlen so intensiv, dass man am Fluorescenzschirm die vollständigen Handknochen sehen konnte. So helles Leuchten aber, wie bei einer metallischen Antikathode, war niemals zu erzielen.

Wenn nun die etwa vom Turmalin ausgehenden Strahlen theilweise polarisirt wären, so würde schon eine einzelne Turmalinplatte ausserhalb der Röhre als Analysator dienen können. Eine etwaige Verschiedenheit der Durchlässigkeit würde aber noch verstärkt werden dadurch, dass man eine Turmalinzange als Analysator nimmt. Die Strahlen waren so kräftig, dass sie durch die zwei Turmaline hindurchgingen und auf dem Schirm einen hellen Fleck innerhalb des durch die Metallfassung bedingten Kreises gaben. Die Versuche mi



der Durchleuchtung zwar oft ein deutliches Minimum der Helligkeit, aber nicht mehr bei ein und derselben Lage der Turmalinplatten. Der Grund dafür wurde schliesslich in der Beschaffenheit des Fluorescenzschirmes gefunden. Dieser besteht aus Baryumplatincyanür in kleinen Krystallen und diese Substanz ist selbst dichroitisch. Dadurch wird je nach der Lage des Auges das Bild etwas heller oder weniger hell. Bei der kleinen Fläche, die das Bild des Fleckes der Turmalinzange einnimmt, ist es sehr schwer, genau immer in gleicher Richtung, also auf dieselben Krystalle, zu schauen. Bei dem grösseren Bild, das der Nicol gab, kam die mittlere Helligkeit einer grösseren Partie von Krystallen in Betracht. Nachdem diese Fehlerquelle beseitigt war, durch möglichstes Fixiren des Turmalins und des Auges, ergab weder der Kalkspath noch ergaben die anderen Krystalle eine Andeutung von Polarisation. Also selbst durch dieses, meiner Ansicht nach stärkste von den bisher verwendeten Mitteln, ist eine Polarisation der Röntgenstrahlen nicht zu erzielen, sodass die Möglichkeit der Longitudinalität der Strahlen immer noch bestehen bleibt, falls man es bei ihnen überhaupt mit Wellen zu thun hat.

Physikal. Institut d. Universität München, März 1898.

(Eingegangen 30. März 1898.)

19. *Bestimmung maximaler Entladungsstromstärken aus ihrer magnetisirenden Wirkung; von F. Pockels.*

Bei Untersuchungen über den Ursprung des starken permanenten Magnetismus gewisser Felsen bot sich mir die Frage dar, ob die Intensität der remanenten Magnetisirung von der *Dauer* der Einwirkung bez. dem zeitlichen Verlauf der magnetisirenden Kraft abhängt, oder ob sie, wenigstens bei einer ihr Vorzeichen nicht wechselnden Kraft, nur durch deren ***Maximalwerth*** bestimmt wird. In letzterem Falle würde man nämlich aus dem beobachteten remanenten Magnetismus auf das Maximum der wirksam gewesenen magnetischen Kraft und somit auch auf die Maximalstärke des Stromes, von dem dieselbe etwa herrührte, zurückschliessen können. Dies wäre aber, ganz abgesehen von der Erklärung des Gesteinsmagnetismus, deshalb von Bedeutung, weil man dann ein Mittel besässe, um die maximale Stromstärke von sehr schnell verlaufenden (jedoch nicht oscillirenden) Strömen, z. B. Entladungen von Condensatoren, zu bestimmen, für welche man sonst nur eine mittlere Intensität

$$\frac{1}{T}\int_0^T i\,dt \quad \text{oder} \quad \sqrt{\frac{1}{T}\int_0^T i^2\,dt}$$

[redacted]

aufgeworfene Frage geben die mir bekannten bisherigen Beobachtungen keine sichere Auskunft. Beobachtungen, welche hierzu geeignet sein sollen, müssen mit Entladungsströmen, welche ihre Richtung nicht ändern, und deren zeitlicher Verlauf willkürlich variirt werden kann, angestellt werden; denn sobald ein Zeichenwechsel stattfindet, wird die magnetisirende Wirkung der ersten Stromwelle durch die der folgenden geschwächt oder gar umgekehrt. Ferner muss die Magnetisirung an Material beobachtet werden, in dem keine „Wirbelströme" von merklicher Stärke inducirt werden können, welche die magnetische Kraft im Innern der Substanz abschwächen würden.[1]) Diese Bedingung ist sehr gut erfüllt bei *Basalt*, wo die magnetisirbaren Partikel (Magnetitkryställchen) in mikroskopisch feiner Vertheilung in nicht oder doch sehr schlecht leitender Mineralmasse eingebettet sind. Theils aus diesem Grunde, theils um die Resultate unmittelbar für die Frage des natürlichen Magnêtismus von Basaltfelsen verwerthen zu können, wurden die folgenden Beobachtungen an *Basaltstäben* ausgeführt, für welche bereits früher die temporäre und remanente Magnetisirung durch relativ lange wirkende Kräfte verschiedener Stärke untersucht worden war.[2])

1) Die Abschwächung und Verzögerung einer Schwankung der magnetischen Feldstärke beim Eindringen in einen cylindrischen, zu den Kraftlinien parallelen Stab von dem specifischen Widerstande ω und der magnetischen Permeabilität μ erfolgt nach genau denselben Gesetzen, wie sie für das Eindringen einer äusseren *Temperatur*schwankung vermöge der *Wärmeleitung* gelten; nur tritt hier an Stelle der Temperaturleitfähigkeit der Quotient $\omega/4\pi\mu$, welcher z. B. für Stahl etwa 660 mal grösser ist, als die erstere. — Ueber zahlreiche Beobachtungen von Magnetisirungserscheinungen, welche auf die Mitwirkung der Wirbelströme zurückzuführen sind, ist in G. Wiedemann's „Lehre von der Electricität" **4. A**, p. 236—280, eingehend berichtet. Hierher gehört ohne Zweifel auch die von Hrn. Veillon (Wied. Ann. **58**. p. 311. 1896) näher untersuchte schichtweise Magnetisirung von Stahlnadeln durch oscillirende Entladungen.

2) F. Pockels, Wied. Ann. **63**. p. 195—201. 1897. Die Curven für m, I_1 und I_2 in der dortigen Figur sind infolge eines Versehens in ihrem oberen Theile zu steil ansteigend gezeichnet. Da auch seitdem noch die Magnetisirungscurve für Stab III weiter verlängert, und diejenige für einen bei der vorliegenden Untersuchung ebenfalls benutzten Basalt vom Winterberg (IV) damals noch nicht mitgetheilt wurde, so seien

Als Ersatz für Basalt könnte, wie durch besondere Versuche festgestellt wurde, z. B. eine durch Verreiben von feinem Eisenpulver mit Wachs und Terpentin (benutzt wurden 2 Gew.-Theile Eisen auf 10 Theile Wachsmasse) hergestellte Masse dienen; doch ist dieselbe wohl kaum so homogen und unveränderlich wie der Basalt herstellbar, welcher auch noch den Vorzug besitzt, dass seine magnetisirbaren Theilchen viel geringeres electrisches Leitungsvermögen und grössere Coercitivkraft besitzen, als Eisen. Wollte man dagegen Stahldrähte benutzen, was ja an sich das Nächstliegende wäre, so müsste man dieselben von äusserster Feinheit nehmen; denn solche von 0,2 mm Durchmesser ergaben z. B. bei Magnetisirung durch stark verzögerte Batterieentladungen (Capacität 35000 cm, Selbstinduction ca. 470000, Widerstand 2400 bis 4800 Ohm) noch ca. $^2/_3$ mal geringere wirksame Feldstärken, als Basalt.

Versuchsanordnung.

Als magnetisirende Ströme dienten die Entladungen von 1 bez. 4 „Schachtelbatterien“ Toepler'scher Construction[1]), deren jede aus 8 oder 6 grossen Leydener Flaschen bestand. Die Capacitäten derselben wurden durch Vergleichung (mittels eines ballistischen Galvanometers) mit einer solchen Batterie, deren Capacität durch eine Untersuchung von Hrn. J. Freyberg[2]) zu 0,049 Mikrof. ermittelt war, bestimmt. Das Entladungspotential wurde aus der an einem Funkenmikrometer (mit Kugeln von 1,25 cm Durchmesser) beobachteten Schlagweite

rausch's Leitfaden der praktischen Physik 8. Auflage Tab. 24c mitgetheilten Tabelle durch Interpolation die Potentiale 48 C.G.S. = 14400 Volt, 73 C.G.S. = 21900 Volt, 88 C.G.S. = 26400 Volt ergaben.

Die Flüssigkeitswiderstände, welche in den Schliessungskreis eingeschaltet wurden, um die Entladungen aperiodisch mit mehr oder weniger schnellem Verlauf zu machen, bestanden aus U-förmig gebogenen mit Kupfervitriollösung gefüllten Glasröhren, in welche als Electroden an isolirte Drähte gelöthete Kupferscheibchen eintauchten; durch verticale Verschiebung derselben konnte der Widerstand in ziemlich weiten Grenzen variirt werden. In der Regel wurde je eine solche Widerstandsröhre vor und hinter der Magnetisirungsspule eingeschaltet. Die letzteren waren durch Aufwickelung von Guttaperchadraht auf Glasröhren hergestellt, und zwar wurden benutzt eine dreifache Spule, aus drei mit je 77 Windungen bewickelten ineinander geschobenen Röhren bestehend, und eine einfache aus 77 nebeneinanderliegenden Windungen; die Länge l der Windungslagen betrug bei ersterer 15, bei letzterer 17 cm, der Querschnitt q bei der dreifachen (im Durchschnitt für die drei Lagen) 11,7 cm², bei der einfachen 6,6 cm². Das Verhältniss der — als homogen vorausgesetzten — Feldstärke $\mathfrak{H}$ im Innern der Spule zur Stromstärke i (erstere in absolutem C.G.S.-Maass, letztere in Ampère ausgedrückt) wurde aus Windungszahl n und Länge l nach der Annäherungsformel

$$\frac{\mathfrak{H}}{i} = \frac{4\pi n}{10\, l}$$

gleich 19,6 bez. 5,69 berechnet. Ebenso schien zur Bestimmung der Selbstinduction, deren Kenntniss zur Berechnung des Stromverlaufes bei kleineren Widerständen erforderlich ist, die Berechnung nach der Formel

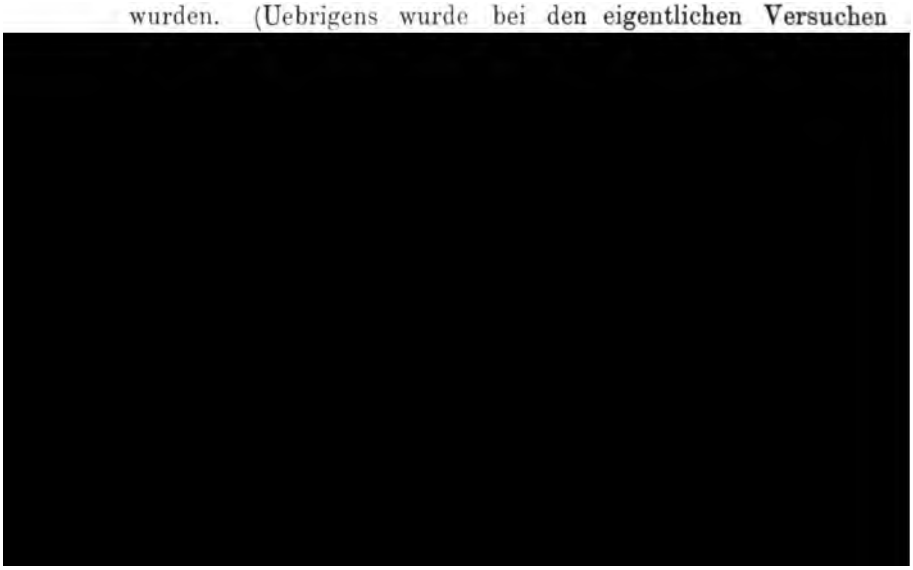
$$L = \frac{4\pi q n^2}{l}\left(1 - \frac{7}{8}\frac{r}{l}\right),$$

worin r der Radius der Windungen ist, hier ausreichend, obwohl deren Anwendung auf die dreifache Rolle wegen der erheblichen gegenseitigen Abstände der Windungslagen etwas unsicher ist. Es ergiebt sich so

für die dreifache Spule $L = 468000$ cm
für die einfache „ $L = 26700$ cm

in electromagnetischem Maasse. Die Selbstinduction des übrigen Schliessungskreises konnte der Grössenordnung nach auf 2—4000 geschätzt werden, und es wurde demgemäss abgerundet $L = 470000$, 29000 oder 497000 gesetzt, je nachdem nur die dreifache, nur die einfache oder beide Spulen hintereinander eingeschaltet waren.

Die Beobachtungen selbst wurden nun derart ausgeführt, dass nach Regulirung der Schlagweite und des Widerstandes der Basaltstab mitten in die Magnetisirungsspule geschoben, eine Batterieentladung durch letztere gesandt, das dadurch erzeugte remanente magnetische Moment gemessen, und dann dieser Versuch unter sonst unveränderten Umständen bei entgegengesetzter Lage des Stabes in der Spule wiederholt wurde. Als Maass für die remanente Magnetisirung wurde stets die *Differenz* der beiden so erhaltenen Momente entgegengesetzten Vorzeichens genommen, da sich diese Differenz von dem vor dem Versuch etwa schon verhandenen remanenten Magnetismus merklich unabhängig erwies. Es war für dieselbe demgemäss auch gleichgültig, durch *wie viele* Entladungen der Stab im ersten Sinne magnetisirt worden war, sofern nur zur Berechnung stets die dem Zeichenwechsel zunächst vorhergehende und folgende Magnetisirungsbeobachtung benutzt wurden. (Uebrigens wurde bei den eigentlichen Versuchen



torischen Batterieentladung leicht bewirkt werden konnte.[1]) Die Messung des remanenten Moments geschah mittels eines Spiegelmagnetometers mit Toepler'scher Luftdämpfung; der Stab wurde stets in erster Hauptlage mit seiner Mitte in die Entfernung $R = 25$ cm von der Mitte der Magnetnadel gelegt. Wurde dann beim Umdrehen des Stabes um 180° der Scalenausschlag $2\,a_r$ bei einem Scalenabstand A beobachtet, so konnte das Moment der Volumeinheit in absolutem Maass hinreichend genau nach der Formel

$$m_r = \frac{1}{2} \cdot H R^3 \frac{a_r}{2A} \frac{1}{v} (1 + \Theta) \left(1 - \frac{1}{4} \frac{l'^2}{R^2}\right)^2$$

berechnet werden, worin Θ das Torsionsverhältniss der Magnetometernadel, v das Volum und l' die Länge des Stabes, H die horizontale Componente des erdmagnetischen Feldes ist. Letztere wurde am Beobachtungsorte gleich 0,183 C.G.S. ermittelt; demgemäss galt für den zumeist benutzten Stab Nr. III (aus Basalt vom Landberg) von 9,77 cm Länge und 30,78 cm³ Volum: $m_r = 0{,}00675 \cdot 2a_r$, für den einmal aushülfsweise verwendeten Stab I_2 aus Basalt von Tetschen: $m_r = 0{,}0106 \cdot 2a_r$.

Eine Verringerung des durch den Entladungsstrom erzeugten remanenten Magnetismus durch etwaige Erschütterungen beim Herausnehmen des Stabes aus der Spule und Auflegen auf die Magnetometerschiene war nicht zu befürchten, da sich eine merkliche Abnahme erst bei wiederholtem, starkem Klopfen zeigte.

Berechnung der maximalen Stromstärke der Batterieentladungen.

Bezeichnen wir mit i die Stromstärke zur Zeit t nach Beginn der Entladung, mit C die Capacität der Batterie, mit L die Selbstinduction, mit w den Widerstand des Schliessungskreises, und messen C, L, w sämmtlich in absoluten electromagnetischen C.G.S.-Einheiten, so gilt die Differentialgleichung

$$\frac{d^2 i}{dt^2} + \frac{w}{L} \frac{di}{dt} + \frac{i}{LC} = 0,$$

deren allgemeines Intregral ist

1) Vgl. G. Wiedemann, Lehre von der Electricität, (2) **3**. § 612 ff. Gaugain, Compt. rend. **77**. p. 1074. 1893.

$$i = e^{-\frac{w}{2L}t}\left(A_1 e^{\frac{R}{2L}t} + A_2 e^{-\frac{R}{2L}t}\right),$$

worin R für $\sqrt{w^2 - 4L/C}$ gesetzt ist.

Zur Zeit $t=0$ muss $i=0$ sein, da im Momente vor Ausbruch des Entladungsfunkens der Schliessungskreis noch stromlos ist; dies erfordert $A_2 = -A_1$.

Ferner muss die gesammte in einem Sinne durch den Schliessungskreis gehende Strommenge

$$\int_0^\infty i\,dt$$

gleich der anfänglichen Ladung des Condensators sein, also $= CV^0$, wenn V^0 die Potentialdifferenz ist, bei der die Entladung ausbricht. Dies ergiebt

$$A_1 . R = V^0.$$

Also wird die Stromstärke dargestellt durch

$$(1) \qquad i = \frac{V^0}{R} e^{-\frac{w}{2L}t}\left(e^{\frac{R}{2L}t} - e^{-\frac{R}{2L}t}\right), \quad R = \sqrt{w^2 - 4\frac{L}{C}}.$$

Solange $w > 2\sqrt{L/C}$ ist, sind die Exponenten reell und ist der Entladungsverlauf aperiodisch; dies ist der für uns in Betracht zu ziehende Fall. Der *Grenzwiderstand* $2\sqrt{L/C}$, bei welchem die oscillatorische Entladung beginnen würde, werde fortan mit w bezeichnet, dann ist

$$R = w . \sqrt{1 - \left(\frac{w}{w}\right)^2}.$$

Um ihr zu genügen, müsste man w als variabel einführen, nämlich als zusammengesetzt aus dem merklich constanten Widerstand des leitenden Schliessungskreises und dem für $t = 0$ unendlich grossen, dann schnell bis zu einem unbekannten, wahrscheinlich sehr kleinen Minimum abnehmenden und bis zum Ende der Entladung wieder anwachsenden Widerstande der Funkenstrecke. Da über das Gesetz, nach welchem sich dieser letztere während der Entladung ändert, aber nichts Näheres bekannt ist, so muss von seiner Einführung in die Formeln Abstand genommen werden; indessen ist aus dem allgemeinen Verlauf der Stromstärkecurve zu schliessen, dass bei vollständiger Vernachlässigung des Funkenwiderstandes die Zeit bis zum Eintritt des Stromstärkemaximums zu klein und dieses Maximum selbst etwas (wahrscheinlich nur wenig) zu gross berechnet wird.

Die Bedingung $(di/dt) = 0$ für das Maximum i_m von i ergiebt nach (1) für die Zeit seines Eintretens:

$$t_m = \frac{L}{R} \log \frac{w + R}{w - R}, \tag{2}$$

und für seinen Werth selbst:

$$\begin{cases} \text{a)} \quad i_m = \dfrac{V^0}{R} \left\{ \sqrt{\dfrac{w+R}{w-R}} - \sqrt{\dfrac{w-R}{w+R}} \right\} e^{-\frac{w}{2R} \log \frac{w+R}{w-R}} \\ \text{b)} \quad = \dfrac{2V^0}{w} \cdot e^{-\frac{w}{2R} \log \frac{w+R}{w-R}} \\ \text{c)} \quad = \dfrac{2V^0}{w(1+R/w)} \cdot e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{w}{R}-1\right) \log \frac{1+R/w}{1-R/w}} \end{cases} \tag{3}$$

Die letzte Form ist besonders geeignet zur Berechnung von i_m, wenn w gross im Verhältniss zu w und demgemäss R nur wenig $< w$ ist.

Aus (3) ist ersichtlich, dass das Maximum der Entladungsstromstärke unter allen Umständen proportional dem Entladungspotential, aber in complicirter Weise vom Widerstand R und von $w = 2\sqrt{L/C}$ abhängig ist. Um die Abhängigkeit von w zu übersehen, betrachten wir zunächst die Grenzfälle, dass w entweder sehr gross oder gleich dem Grenzwiderstande ist. In ersterem Falle — bei sehr grossem Widerstande der Leitung — erhalten wir annähernd, nämlich unter Vernachlässigung von $(w/w)^2$,

$$t_m = \frac{L}{w} \log\left(\frac{w}{L} \cdot C\right), \quad i_m = \frac{V^0}{w};$$

die *Zeit* bis zum Eintritt des Maximums von i wird also für $\lim w = \infty$ unendlich kurz, und der Maximalwerth i_m berechnet sich aus Entladungspotential und Leitungswiderstand einfach *nach dem Ohm'schen Gesetz*, ist also *unabhängig von Capacität und Selbstinduction.*

Im anderen Grenzfalle, wo $w = \overline{w}$, geht (1) über in

$$i = \frac{V^0}{L} \cdot t \cdot e^{-\frac{\overline{w}}{2L} t}$$

und wird nach (2) und (3 b):

$$(4) \qquad t_m = \frac{2L}{\overline{w}} = \sqrt{LC}, \quad i_m = \overline{i} = \frac{2}{e} \frac{V^0}{\overline{w}}.$$

Es sei daran erinnert, dass im Falle $w = 0$, also bei ungedämpfter *oscillirender* Entladung, die Schwingungsdauer $T = 2\pi\sqrt{LC}$, und somit die Zeit $T/4$ vom Beginn der Entladung bis zum ersten Stromstärkemaximum das $\pi/2$-fache des Werthes t_m im Grenzfalle $w = \overline{w}$ ist. Ferner ist dann i_m, die Amplitude der Schwingungen, gleich

$$\frac{2\pi}{T} C V^0 \quad \text{oder} \quad V^0 \sqrt{\frac{C}{L}} = \frac{2 V^0}{\overline{w}},$$

also noch e-mal grösser als im Grenzfalle der eben noch aperiodischen Entladung.

Was nun den Verlauf von i_m als Function von w zwischen den Grenzen $\infty > w > \overline{w}$ betrifft, so lässt sich zeigen, dass

das Stromstärkemaximum um so weniger hinter dem Quotienten V^0/w zurückbleiben, je kleiner $\overline{w}$, also je kleiner die Selbstinduction und je grösser die Capacität ist. Insofern also bewirkt, wenn der Widerstand nicht sehr gross ist, eine Vergrösserung der sich entladenen *Electricitätsmenge* (bei gleichem Potential) eine, jedoch verhältnissmässig sehr geringe Zunahme von i_m.

Für die Beurtheilung des zeitlichen Verlaufes des Entladungsstromes ist noch bemerkenswerth, dass nach (1) di/dt für $t = 0$ sich gleich V^0/L ergiebt, das anfängliche Ansteigen der Stromstärke also, soweit unsere Annahmen für den Beginn der Entladung zulässig sind, vom Widerstande (und der Capacität) unabhängig ist. Das Maximum wird aber um so früher erreicht und ist dementsprechend um so niedriger, je grösser der letztere ist, und das Wiederabfallen der Stromstärke nach dem Maximum ist langsamer bei grösseren Widerständen, als bei kleineren.

Beobachtungsresultate.

In den nachstehenden Tabellen sind die nach Formel (3) des vorigen Abschnittes berechneten Maximalstromstärken i_m mit den in der früher erörterten Weise aus der Magnetisirung abgeleiteten i zusammengestellt, und zwar sind hierbei die Stromstärken in Ampère, die Entladungspotentiale V^0 in Volt, die Widerstände w in Ohm ausgedrückt. Die benutzten Capacitäten von 1 und 4 Schachtelbatterien (welche bei den späteren Versuchen infolge geänderter Anordnung bez. Herausnahme einzelner Flaschen etwas andere waren, als zu Anfang) hatten die Werthe (in electrischem Maass)

$$C_1 = 0{,}0442, \quad C_4 = 0{,}177 \text{ Mikrof.},$$
$$\text{bez. } C_1' = 0{,}0391, \quad C_4' = 0{,}153 \text{ Mikrof.}$$

Bei den Beobachtungen mit Widerständen bis zu 1100 Ohm abwärts wurde zur Magnetisirung die dreifache Spule, bei kleineren Widerständen die einfache benutzt, wobei aber die dreifache gleichzeitig mit eingeschaltet blieb, sodass nach p. 462 die Selbstinduction bei der ersten Beobachtungsreihe zu 470000, bei der zweiten zu 497000 anzunehmen war.

Der Grenzwiderstand w betrug demnach bei der ersten Beobachtungsreihe

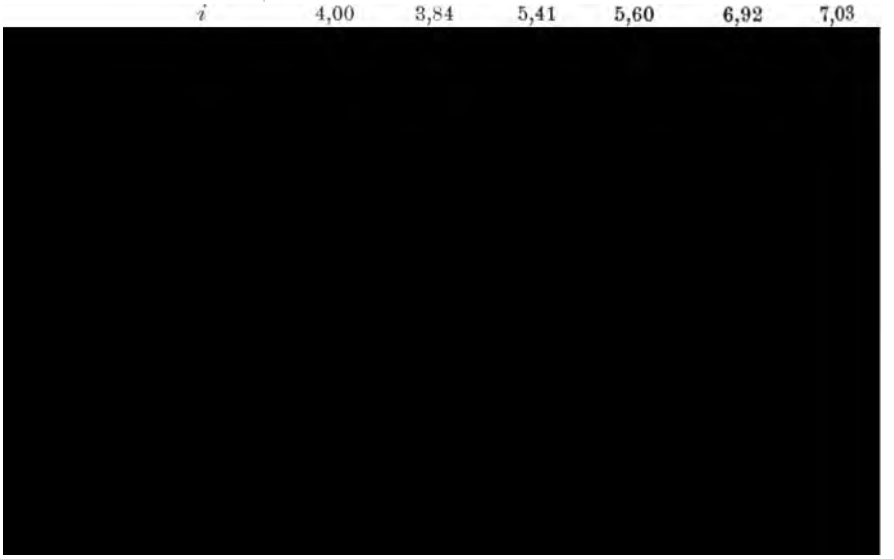
für die Capacität C_1 C_4
$\overline{w}_1 = 210$ $\overline{w}_4 = 103$

und bei der zweiten

für die Capacität C_1 C_1' C_4'
$\overline{w}_1 = 217$ $\overline{w}_1' = 226$ $\overline{w}_4' = 114.$

I.

Potential	14400		21900		26400	
Capacität	C_1	C_4	C_1	C_4	C_1	C_4
			$w = 15670$			
i_m					1,68	
i					2,22	2,35
			$w = 11050$			
i_m			1,98		2,39	
i			2,72	2,81	3,13	3,30
			$w = 8850$			
i_m	1,63		2,47		2,98	
i	2,19	2,19	2,86	3,14	3,78	3,91
			$w = 6540$			
i_m	2,20		3,35		4,03	
i	2,95	2,93	3,97	4,13	4,65	4,92
			$w = 4550$			
i_m	3,16		4,82		5,80	
i	4,00	3,84	5,41	5,60	6,92	7,03



Diese Zusammenstellung lässt erkennen, dass die aus er Magnetisirung abgeleiteten Stromstärken i bei den grösseren Widerständen (von 2400 aufwärts) durchweg *grösser* ausfallen ls die berechneten Maxima i_m, während man aus dem oben . 465) erwähnten Grunde eher das Gegentheil erwarten sollte. Die Differenzen sind hier relativ so beträchtlich, dass sie nicht 'ehlern in der Bestimmung von i oder den zur Berechnung on i_m benutzten Grössen (V^0 und w) zugeschrieben werden önnen, obwohl ja die Potentialbestimmung aus der Schlag-eite namentlich bei Funkenlängen über 7 mm erheblich un-icher ist.[1]) Dass aber thatsächlich die Magnetisirbarkeit bei *urz* dauernder Einwirkung der magnetischen Kraft *grösser* ein sollte als bei lang dauernder, ist an sich höchst unwahr-cheinlich, und es spricht hiergegen auch die Erwägung, dass lann das Ueberwiegen von i über i_m bei kleineren Wider-tänden, also schneller verlaufenden Strömen, wohl noch mehr ervortreten müsste. Die plausibelste Erklärung, welche mir orläufig möglich scheint, ist die, dass noch ehe die eigent-iche, den Bedingungen der Theorie entsprechende Entladung er Batterie eintritt, sich die auf den Schliessungsdrähten eiderseits der Funkenstrecke befindlichen Ladungen mittels ines „Initialfunkens" gegeneinander ausgleichen, und dass der amit verbundene, zum Theil auch noch die Magnetisirungs-pule durchfliessende Stromstoss momentan eine solche Stärke rreicht, dass durch ihn bereits eine merkliche Magnetisirung es Stabes erzeugt wird.[2]) Für diese Anschauung spricht der mstand, dass der fragliche Unterschied zwischen i und i_m och grösser ausfiel, als die Magnetisirungsrolle von der Funken-recke noch nicht, wie bei den definitiven Beobachtungen, rch einen Theil des Flüssigkeitswiderstandes getrennt war.

Die Resultate der zweiten Beobachtungsreihe sind folgende:

1) Bei Zugrundelegung der Messungen von Hrn. Heydweiller rden die Werthe V^0 für 7 und 10 mm Schlagweite um mehrere ocente grösser anzunehmen sein, doch ändert dies nichts Wesentliches den Resultaten, auch nicht bei den weiter unten mitgetheilten Beob-tungen.

2) Die fragliche Erscheinung wäre demnach in gewissem Grade ana-dem Auftreten abnorm hoher Anfangsstromstärken beim Anlegen es Kabels an eine galvanische Kette. Vgl. hierzu z. B. Fröhlich's ndbuch der Electricität und des Magnetismus. Cap. IX. B.

II.

Potential	14400		21900		26400	
Capacität	C_1	C_4'	C_1	C_4'	C_1	C_4'
			$w = 882$			
i_m	15,55	16,05	23,6	24,4	28,4	29,5
i	16,2	17,0	24,1	25,3	30,0	32,2
			$w = 673$			
i_m	19,9	20,8	30,2	31,6	36,4	38,1
i	19,9	21,0	31,3	32,1	36,4	39,7
Capacität	C_1'	C_4'	C_1'	C_4'	C_1'	C_4'
			$w = 505$			
i_m	25,4	27,3	38,6	41,5	46,5	50,0
i	26,9	27,9	38,2	41,0	46,5	52,7
			$w = 405$			
i_m	30,5	33,7	46,3	51,2	55,8	61,7
i	31,1	34,4	46,2	51,0	52,3	65,0
			$w = 303$			
i_m	38,1	43,3	58,0	65,9	69,9	79,5
i mit Stab III	39,2	42,3	58,9	68,2		
i „ „ I_2	40,0	47,4	59,9	63,2	65,8	76,5
			$w = 226 = \overline{w}_1'$			
i_m	47,0	55,5	71,5	84,5	86	102
i	48,0	59,7	75,6	84,0	87,5	90?
			65,6	87,0	68,4?	96?

Die Werthe von i über 60 Amp. sind ungenau, weil sich

usgeführt; unter diesen Umständen war der Grenzwiderstand
$_1 = 54{,}5$ Ohm. Die Resultate sind:

III.

$C = C_1'$, $V^0 = 4800$.

w	136,5	99	72,6	61,8	55,9	50	38	32
i_w	32,2	41,7	52,8	59,2	63,5			
i	35,1	39,4	45,3	53,6	63,0	61,2	29,4	9,1

Bei noch weiter vermindertem Widerstande wurde zunächst hwache entgegengesetzte (anomale) Magnetisirung, dann wieder ch schwächere normale und endlich fast gar keine Magneti-ung beobachtet. Bei der Beobachtungsreihe II nahm bei erabminderung des Widerstandes unter die Grenze $w_1 = 226$, i welcher die Entladung oscillirend werden sollte, die agnetisirung erst noch zu, und erst bei Widerständen unter 0 Ohm trat der Zeichenwechsel des Magnetismus auf, und ar früher bei grossen Schlagweiten als bei kleinen[1]), sodass an beispielsweise für $w = 75$ bei Schlagweiten von 1—4 mm ch normale, bei solchen von 5—10 mm anomale Magneti-ung erhielt und zwar erstere am stärksten bei 1 mm Schlag-ite.

Da bei kleiner Selbstinduction des Schliessungskreises, ch den Beobachtungen unter III. zu schliessen, das Maxi-im der Magnetisirung nahezu beim Grenzwiderstande selbst itritt, so scheint durch Aufsuchung dieses Maximums ein ttel gegeben, eine Vergleichung mit der Theorie auch noch solchen Fällen anzustellen, wo der Schliessungskreis keine ahtrolle enthält, und seine Selbstinduction demnach nicht t berechnet werden kann. Es wurden zwei derartige Ver-che ausgeführt, bei welchen der Schliessungskreis einen ken geraden Draht von 1—2 m Länge und einen regulir-ren Flüssigkeitswiderstand (Glastrog mit gesättigter Kupfer-riollösung gefüllt, mit verschiebbaren Kupferplatten als Elec-den) enthielt, und die magnetisirende Wirkung des geradlinigen

1) Dies ist für die Magnetisirung von Stahlnadeln schon mehrfach, sonders von **Liphart** (Pogg. Ann. **116.** p. 513. 1862) nachgewiesen l durch die Annahme erklärt worden, dass längere Funken nach niger Schwingungen abreissen, als kürzere.

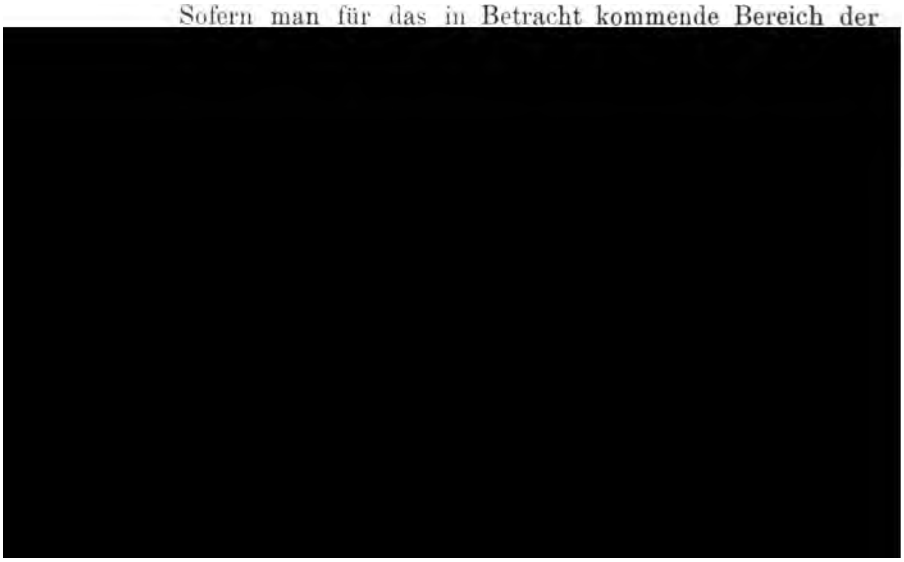
Stromstückes gemessen wurde. Zu diesem Zweck wurde ein kleines rechtwinkliges Prisma (2,9 cm lang, 1,8 cm breit und hoch) aus dem Basalt Nr. IV (vgl. Anm. 2 p. 459) in einem Abstande von einigen Centimetern von dem geraden Draht derart angebracht, dass seine Längsrichtung senkrecht war zu der durch seinen Mittelpunkt und den Draht gehenden Ebene. Dann verlaufen die magnetischen Kraftlinien innerhalb des Stabes freilich nicht überall parallel seiner Längsrichtung, sondern als Kreisbögen, deren Mittelpunkte in der Axe des Drahtes liegen[1]), und es wird daher ausser der longitudinalen auch eine transversale Magnetisirung des Stabes auftreten, welche übrigens an dessen beiden Enden entgegengesetzt ist. Gemessen wird nachher nur das longitudinale Moment, und es muss also dieses aus der Stromintensität berechnet werden. Betrachten wir zunächst einen Längsstreifen von sehr kleinem Querschnitt dq, dessen Element dx und dessen Abstand vom Draht a sei, so ist die durch den Strom i Ampère erzeugte magnetische Feldstärke an der Stelle x (wobei $-l/2 < x < +l/2$)

$$\frac{i}{5\,]\,a^2+x^2}$$

und ihre longitudinale (d. h. zu x parallele) Componente, da der Winkel zwischen der Kraftrichtung und der x-Axe arc cos $(a/]\,a^2+x^2)$ ist,

$$\frac{i\,.\,a}{5\,(a^2+x^2)}.$$

Sofern man für das in Betracht kommende Bereich der



die durch den Draht und die Stabenden gelegten beiden Ebenen einschliessen.

Befänden sich alle Theile des Stabes im Abstande a vom Strom und wären sie parallel zu den Kraftlinien, so wäre das Moment

$$\varkappa_r \frac{i}{5a} l\, d\, q = \varkappa_r \cdot \frac{i}{5a} \cdot v;$$

also ist das wirklich beobachtete demgegenüber im Verhältniss

$$\frac{a\varphi}{l} \quad \text{oder} \quad \frac{\varphi}{2 \operatorname{tg} \frac{\varphi}{2}}$$

zu klein.

Dies gilt streng genommen nur für einen Stab, dessen Breite, d. h. Querdimension in der Richtung senkrecht zum Strom sehr klein gegen a ist, und für einen Stab von endlicher Breite hätte man den genauen Ausdruck durch Integration von $a\varphi$ über die Breite abzuleiten. Indessen genügt es bei der im vorliegenden Fall erreichbaren Genauigkeit, hier für $a\varphi$ einen Mittelwerth, etwa den für die Längsaxe des Stabes gültigen, zu setzen. Hat man also nach der bekannten Magnetisirungscurve die dem gemessenen Moment entsprechende Feldstärke $\mathfrak{H}'$ ermittelt, so berechnet sich die wirksam gewesene Stromstärke aus

$$i = 5a \cdot \frac{2 \operatorname{tg} \frac{\varphi}{2}}{\varphi} \mathfrak{H}' = \frac{5l}{\varphi} \cdot \mathfrak{H}'. \tag{5}$$

Bei den in Rede stehenden Versuchen war der Abstand a so bemessen, dass $\varphi = 1$ (also 57,3°) war.

Der erste Versuch wurde mit einer Batterie von der Capacität $C_1' = 0{,}039$ und bei 1 cm Schlagweite ausgeführt und ergab ein Maximum der Magnetisirung für den Widerstand 16 Ohm; nimmt man demgemäss $w = 16$, so war nach der Gleichung (4)

$$i_m = 1210.$$

Dagegen ergab die magnetometrische Messung $\mathfrak{H}' = 86$ und daraus nach (5)

$$i = 1240.$$

Als dann die Capacität durch Zuschaltung der drei übrigen Schachtelbatterien und einer Plattenbatterie auf 0,244 Mikrof. vermehrt worden war, trat das Magnetisirungsmaximum für $w = 8{,}3$ ein und entsprach der Feldstärke 156; daraus berechnet sich

$$i_m = 2320, \quad i = 2250 \text{ Amp.}$$

Die Uebereinstimmung ist in beiden Fällen besser, wie bei der immerhin ziemlich unsicheren Ermittelung der Werthe von w zu erwarten war. Nebenbei gestatten die letzteren nun auch die Selbstinduction für diese beiden Versuche annähernd zu berechnen; man findet für den ersten $L = 2500$, für den zweiten $L = 4230$; die Vergrösserung im zweiten Falle ist den Verbindungsdrähten, mit denen die weiteren Batterien angeschlossen wurden, zuzuschreiben. Mit Hülfe der Werthe von L kann nun auch nach (4) die Zeit vom Beginn der Entladung bis zum Eintritt des Maximums berechnet werden; sie ergiebt sich gleich $3{,}1 \cdot 10^{-7}$ bez. $1{,}0 \cdot 10^{-6}$ sec; und von dieser Grössenordnung ist auch die Zeit, während welcher die Stromstärke dem Maximum naheliegende Werthe besitzt. Es erzeugt demnach ein magnetisches Feld, welches weniger als 1 Millionstel Secunde andauert, im Basalt noch den gleichen remanenten (höchstwahrscheinlich also auch den gleichen temporären) Magnetismus, wie ein solches, welches beliebig lange constant gehalten wird. —

die Blitzschlägen besonders ausgesetzt sind, in analoger Weise, wie bei den zuletzt beschriebenen Versuchen mit Batterieentladungen, Basaltstäbe und Stahldrähte verschiedener Dicke nebeneinander anbrächte und, wenn die Leitung von einer Entladung getroffen war, untersuchte, ob sich aus der Magnetisirung der Stahldrähte die gleiche Stromstärke ergäbe, wie aus der Magnetisirung des Basalts.

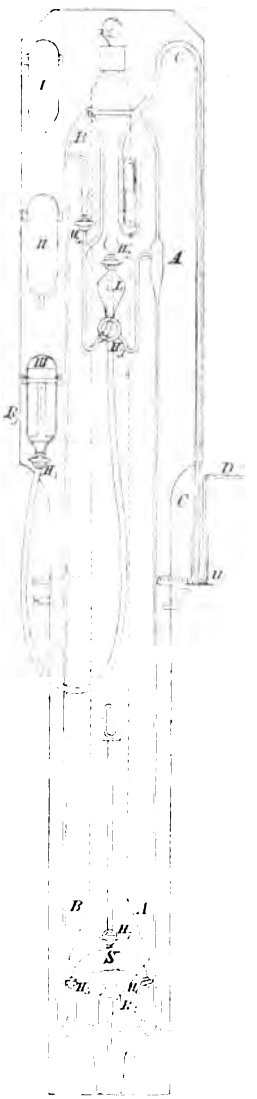
(Eingegangen 5. April 1898.)

20. *Eine neue Sprengel'sche Quecksilberluftpumpe; von Egon Müller.*

Die Leistungsfähigkeit einer Sprengel'schen Luftpumpe hängt in erster Linie von der Länge und der inneren Weite des Fallrohres ab. Am vortheilhaftesten wäre es, den Durchmesser dieses Rohres möglichst gross zu wählen; leider fällt es aber dabei schwer, Quecksilbertropfen von solcher Grösse in dasselbe einzuleiten, dass ein luftdichter Abschluss sicher erreicht ist. Man hülft sich in diesem Falle dadurch, dass man das Hg in einen sehr starken Strom eintreten lässt und übergiebt einer automatischen Vorrichtung die Aufgabe, das Hg wieder auf die ursprüngliche Höhe zu heben. Derartige automatische Vorrichtungen müssen sehr sorgfältig einregulirt sein, was immer mit einiger Mühe verbunden ist und daher mag es wohl kommen, dass in Laboratorien diese automatischen Pumpen verhältnissmässig wenig benutzt werden.

Da dennoch für viele Arbeiten einer Sprengel'schen Luftpumpe vor anderen Pumpenconstructionen der Vorzug gebührt, habe ich versucht, derselben eine Form zu geben, welche es gestattet, dieselbe ohne grosse Mühe in jedem Laboratorium aufzustellen und unabhängig von der Wasserleitung oder einer Hülfspumpe zu benutzen. [1])

etwa 40 mm Hg-Säule ohne Hülfe einer anderen Pumpe erniedrigt werden soll. Man lässt dabei das Hg, dessen Ausflussgeschwindigkeit man mit H_1 (nicht mit H_3) regulirt, in einem starken Strome austreten. Allerdings muss man sich dabei der Mühe unterziehen, sehr häufig Hg aus dem sich selbstthätig entleerenden unteren Reservoir R_2 in das obere R_1 nachzufüllen. Wenn aber nicht allzugrosse Apparate evacuirt werden, wird diese Arbeit selten länger als 20 Min. dauern. Ist der Druck von etwa 40 mm erreicht, so leitet man das Hg durch Drehen des Hahnes H_3 in das Rohr B und zwar jetzt tropfenweise, sodass das Gefäss R_1 erst nach Verlauf von 50 bis 60 Min. nachgefüllt werden muss. In R_2 sind zwei Platindrähte eingeschmolzen, welche zu einem electrischen Läutewerk führen. Ist R_2 mit Hg gefüllt, so giebt die Glocke das Zeichen, dass R_1 nachgefüllt werden muss. Wird das Nachfüllen vergessen, so stellt die Pumpe nach kurzer Zeit ihre Thätigkeit ein, ohne dass Luft eindringen kann. Hat sich der Luftfang L mit Luft gefüllt, so wird H_3 geschlossen, H_2 geöffnet und R_1 solange gehoben, bis alle Luft aus L durch Hg verdrängt ist.

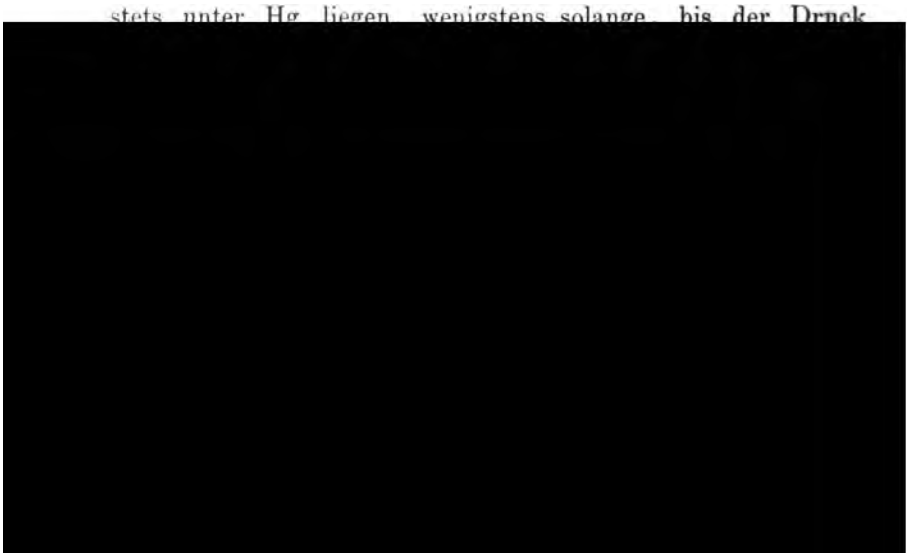


Der Hahn H_4 dient dazu, getrocknete Gase in den evacuirten Apparat einzuführen. Vor Beginn der Evacuation hat man etwas Hg durch H_4 hindurchtreten lassen, sodass ein luftdichter Abschluss hergestellt war; jetzt stellt man H_3 so, dass L ausgeschlossen ist und B mit A in Verbindung steht. Dann fliesst etwas Hg nach A hinüber, bis sich unterhalb von H_4 kein Hg mehr befindet, und jetzt kann H_4 ohne Bedenken geöffnet werden. Eventuell

kann man hier auch eine andere Pumpe anschliessen, welche das Evacuiren bis 40 mm Druck schneller besorgt, als es mit Hülfe des Fallrohres *A* möglich ist.

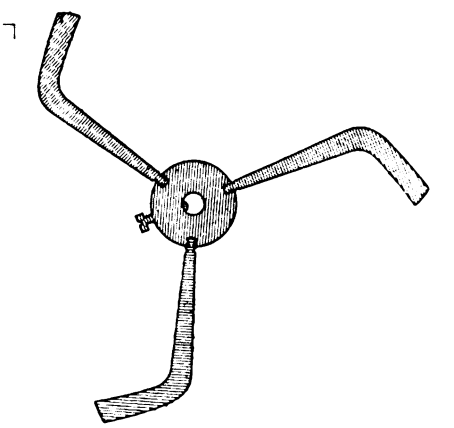
Durch das weite Rohr *C* wird die Verbindung mit dem zu evacuirenden Apparat hergestellt. Man führt in *C* das enge U-förmig gebogene Rohr *D* ein, an welches der betreffende Apparat angeschmolzen ist. Die Biegung *u* wird unter Hg gesetzt. Da das Rohr *C*, sowie der eine Schenkel von *D* grösser ist, als die grösste Barometerhöhe, so ist auf diese Weise eine bewegliche und absolut luftdichte Verbindung des Apparates mit der Pumpe geschaffen.

Schliesslich ist noch auf die Einrichtung des Gefässes *S* hinzuweisen. Dasselbe wird benutzt, wenn man Gase in einem Röhrensystem circuliren lassen will, oder, wenn die Gase, welche beim Evacuiren sonst in die Luft entweichen würden, gesammelt werden sollen, was z. B. bei Arbeiten mit Argon und Helium nothwendig wird. Die beiden Ansatzröhren des Gefässes *S* werden über die umgebogenen Enden der Röhren *A* und *B* gestülpt und *S* mit Hg gefüllt. Solange Gase in *S* gesammelt werden, müssen die Hähne H_5 und H_6 beide gleichzeitig geöffnet sein. Durch H_7 kann das Gas wieder zum Apparat geleitet werden. *S* kann etwas gehoben und so in R_2 eingesenkt werden, dass *A* und *B* ausserhalb von *S* münden. In dieser Lage und auch dann, wenn H_5 und H_6 geschlossen sind, ist dafür Sorge zu tragen, dass die Enden von *A* und *B* stets unter Hg liegen, wenigstens solange bis der Druck



21. *Ueber eine Verbesserung des Hofmeister'schen Quecksilberunterbrechers; von Hans Hauswaldt.*

In Band 62, p. 379—382 dieser Annalen giebt Hr. Hofmeister eine genaue Beschreibung eines von ihm construirten und von Hrn. Mechaniker Schurr, Tübingen, angefertigten neuen Quecksilberunterbrechers. Ich habe die neue Construction im Vergleiche gegen acht andere Unterbrecher, und zwar Deprez-, Platin- und fünf verschiedene Quecksilberunterbrecher, darunter die neuesten Modelle dieser Art, versucht und gefunden, dass neben den von Hrn. Hofmeister angeführten Vorzügen auch die unangenehmen Eigenschaften aller übrigen Unterbrecher sich zeigten, nämlich bei einer Unterbrechungszahl,



wie sie für Arbeiten mit Röntgenstrahlen unbedingt nöthig ist, der unregelmässige Gang und das Spritzen des Quecksilbers, sobald der Strom 7 Amp. während der Arbeit überschritt. Bei dem Hofmeister'schen Unterbrecher wurden die radkastenartigen Deckel in die Höhe gehoben und ein langdauerndes Arbeiten wurde durch das Getöse der explosionsartigen Quecksilberverdampfungen und das Klappern der Deckel unmöglich gemacht.

Im Interesse der täglich längere Zeit mit derartigen Unterbrechern arbeitenden Herren theile ich die einfache Aenderung der obigen Construction mit, die ein lautloses Arbeiten des Apparates erreichen lässt: die drei Strahlen des auf der Axe des Electromotors sitzenden Sternes werden nicht

als gerade Stäbe mit Platinspitzen hergestellt, sondern aus Silber in der Form eines knieförmig gebogenen zweischneidigen Messers gearbeitet, wie die Figur zeigt. Die Messer dürfen nicht spitz zulaufen, sondern breit, wie die Skizze es zeigt. Als Deckflüssigkeit darf keineswegs Wasser verwendet werden, sondern ausschliesslich bestes, rein weisses Paraffinöl. Platin lässt sich zur Herstellung der Messer nicht verwenden. Nach obiger Umänderung kann ich mit dem Apparate meinem 50 cm-Inductor beim Gebrauch von starken, hartgewordenen *X*-Röhren einen Strom von 7—10 Amp. zuführen, ohne irgend welches störende Geräusch von dem Unterbrecher zu vernehmen.

Ein Herausnehmen der Metalltheile aus dem Quecksilber halte ich für unnöthig, dagegen möchte ich dringend empfehlen, bei Beendigung der Arbeit zuerst den zur Primärspule des Inductors geleiteten Hauptstrom auszuschalten und dann erst den Unterbrecher abzustellen, da sonst die Lebensdauer der Silbermesserchen wohl nur eine kurze sein würde.

(Eingegangen 11. März 1898.)

Ueber die Fragen, welche die translatorische Bewegung des Lichtäthers betreffen; von W. Wien.

(Referat für die 70. Versammlung deutscher Naturforscher und Aerzte in Düsseldorf, 1898; Section Physik.)

Die Frage, ob der Lichtäther an den Bewegungen der Körper theilnehme oder nicht, und ob ihm überhaupt Beweglichkeit zuzuschreiben ist, hat die Physiker seit langem beschäftigt und zahllos sind die Annahmen und Vermuthungen, die man für die Eigenschaften des Trägers der electromagnetischen Erscheinungen aufzustellen für nöthig hielt. Es kann indessen nicht zweifelhaft sein, dass alles, was wir über den Aether wissen, in der Maxwell'schen Theorie des Electromagnetismus enthalten ist und alles übrige dem Gebiete der reinen Speculation angehört. Ich habe mir demgemäss nicht die Aufgabe gestellt, ein literarisches Referat über die unzählbaren Theorien, die den Lichtäther zum Gegenstande haben, zu liefern, sondern mich bemüht die Fragen herauszuheben, die wir auf der Grundlage der Maxwell'schen Theorie in Betreff der Beweglichkeit des Aethers zu stellen haben.

Wenn wir die Annahmen machen, dass dem Aether Beweglichkeit zukomme, so treten sogleich weitere Fragen hinzu, nämlich zunächst ob diese Bewegung Energieaufwand beansprucht, dem Aether also träge Masse zuzuschreiben ist, und dann ob der Aether durch die Bewegung fester Körper ebenfalls in Bewegung gesetzt wird. Das letztere scheint nach vielen Experimenten, namentlich nach den ausgedehnten Versuchen von Lodge, die mit schnell rotirenden Metallmassen oder in der Nähe schnelllaufender Kreissägen angestellt wurden, nicht der Fall zu sein.

Wir werden zunächst die Annahmen, ob dem Aether Beweglichkeit zuzuschreiben ist oder nicht, gegenüberstellen und dann zur Besprechung der Erfahrungsthatsachen übergehen.

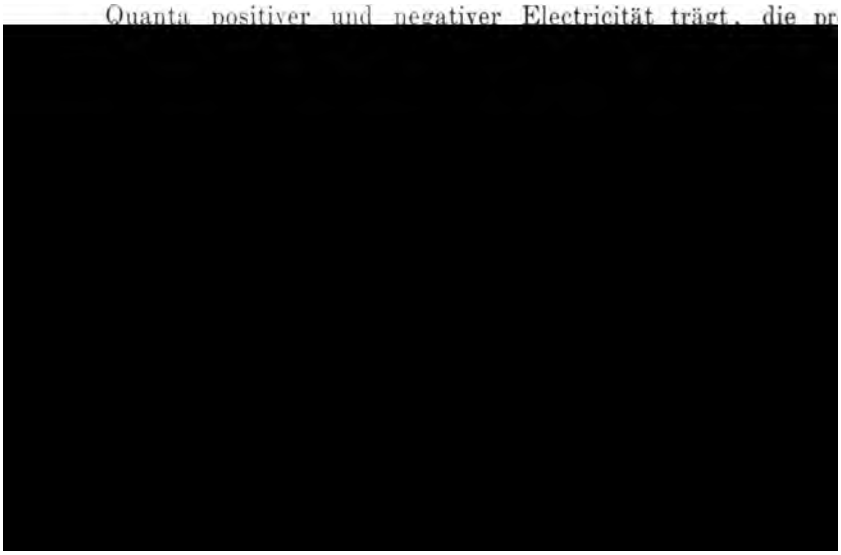
Die Annahme der Beweglichkeit des Aethers.

Die Neigung, die Eigenschaften des Aethers mit den der ponderabeln Materie in Uebereinstimmung zu bringen, h zu der Annahme geführt, der Aether könne Bewegungen na Art einer Flüssigkeit ausführen, obwohl kein einziges Expe ment auf das Vorhandensein solcher Bewegungen hinwei Wenn man aber dem Aether Beweglichkeit zuschreibt, so fol wie zuerst Hertz bemerkt hat, aus der Maxwell'schen Theo mit Strenge, dass er unter dem Einfluss der Druckkräfte, d ein veränderliches electromagnetisches System erzeugt, B wegungen ausführen muss, die sich berechnen lassen, we man über die Trägheit des Aethers bestimmte Annahmen mac

Helmholtz hat die Grundzüge für die Berechnung dies Strömungen unter der Voraussetzung angegeben, dass d Trägheit und Zusammendrückbarkeit des Aethers Null i Er hat indessen keine speciellen Beispiele gegeben, die g statten diese Theorie an der Erfahrung zu prüfen und ich ge daher hier zwei Beispiele, aus denen sich einige Folgerung für die Bedeutung dieser Annahmen ziehen lassen.

Strömungen in Aether werden von den electromagnetisch Spannungen nur dann erregt, wenn das Feld weder statis noch stationär ist, wenn also die Zustände der Zeit noch ve änderlich sind.

Als erstes Beispiel führe ich einen electrisirten Doppe punkt ein, der in sehr kleiner Entfernung voneinander gleic Quanta positiver und negativer Electricität trägt, die pr



Diesen Gleichungen genügen wir durch folgende Ausdrücke:

$$X = \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z \partial x} \qquad L = -A \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y \partial t}$$

$$Y = \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z \partial y} \qquad M = A \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x \partial t}$$

$$Z = \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} \qquad N = 0.$$

Es sei a eine Constante und $r^2 = x^2 + y^2 + z^2$, $\varrho^2 = x^2 + y^2$, $\varphi = at/r$. Die Componenten der electrischen Kräfte sind dann die partiellen Ableitungen der Function

$$at \frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{1}{r}\right).$$

Dies ist das Potential eines electrischen Doppelpunktes im Punkte $r=0$ mit der positiven und negativen Ladung at/l. Die Verbindungslinie beider Ladungen l ist parallel der z-Axe. Die Componenten des Poynting'schen Energiestromes sind proportional den Grössen

$$\mathfrak{P} = ZM - YN = A a^2 t x \left(\frac{1}{r^6} - \frac{3 z^2}{r^8}\right)$$

$$\mathfrak{Q} = XN - ZL = A a^2 t y \left(\frac{1}{r^6} - \frac{3 z^2}{r^8}\right)$$

$$\mathfrak{R} = YL - XM = 3 A a^2 t z \frac{x^2 + y^2}{r^8}.$$

Setzen wir nun

$$x = \varrho \cos\vartheta \quad y = \varrho \sin\vartheta \quad \frac{dx}{dt} = \alpha = \frac{d\varrho}{dt}\cos\vartheta - \varrho \sin\vartheta \frac{d\vartheta}{dt}$$

$$\frac{d\vartheta}{dt} = \eta \qquad \frac{d\varrho}{dt} = \zeta \qquad \frac{dy}{dt} = \beta = \frac{d\varrho}{dt}\sin\vartheta + \varrho\cos\vartheta \frac{d\vartheta}{dt}$$

$$\frac{dz}{dt} = \gamma,$$

so verlangt die Gleichung der Incompressibilität

$$\frac{\partial \alpha}{\partial x} + \frac{\partial \beta}{\partial y} + \frac{\partial \gamma}{\partial z} = 0,$$

dass

$$\alpha = \frac{\partial \psi}{\partial z}\frac{x}{\varrho^2} - \eta y \quad \beta = \frac{\partial \psi}{\partial z}\frac{y}{\varrho^2} + \eta x \quad \gamma = -\frac{1}{\varrho}\frac{\partial \psi}{\partial \varrho}$$

ist, wenn wir annehmen, dass wegen der Symmetrie um die z-Axe die Grössen η, ζ, γ unabhängig von ϑ sind.

Die von Helmholtz abgeleiteten Differentialgleichungen, in denen zum Ausdruck kommt, dass die von den electro-

magnetischen Spannungen hervorgerufenen Strömungen ihrerseits electromagnetische Kräfte hervorrufen, die sich mit den von aussen wirkenden ins Gleichgewicht setzen, lauten

$$(1)\quad \begin{cases} 0 = \dfrac{\partial P}{\partial x} + A\left[\dfrac{\partial \mathfrak{P}}{\partial t} + \beta\left(\dfrac{\partial \mathfrak{P}}{\partial y} - \dfrac{\partial \mathfrak{Q}}{\partial x}\right) - \gamma\left(\dfrac{\partial \mathfrak{R}}{\partial x} - \dfrac{\partial \mathfrak{P}}{\partial z}\right)\right] \\ 0 = \dfrac{\partial P}{\partial y} + A\left[\dfrac{\partial \mathfrak{Q}}{\partial t} + \gamma\left(\dfrac{\partial \mathfrak{Q}}{\partial z} - \dfrac{\partial \mathfrak{R}}{\partial y}\right) - \alpha\left(\dfrac{\partial \mathfrak{P}}{\partial y} - \dfrac{\partial \mathfrak{Q}}{\partial x}\right)\right] \\ 0 = \dfrac{\partial P}{\partial z} + A\left[\dfrac{\partial \mathfrak{R}}{\partial t} + \alpha\left(\dfrac{\partial \mathfrak{R}}{\partial x} - \dfrac{\partial \mathfrak{P}}{\partial z}\right) - \beta\left(\dfrac{\partial \mathfrak{Q}}{\partial z} - \dfrac{\partial \mathfrak{R}}{\partial y}\right)\right] \end{cases}$$

Hier bedeutet P den hydrostatischen Druck.

Setzen wir in diese Gleichungen die obigen Werthe von $\mathfrak{P}$, $\mathfrak{Q}$, $\mathfrak{R}$, α, β, γ ein, so erhalten wir

$$0 = \frac{\partial P}{\partial \varrho} + \varrho A^2 a^2 \left(\frac{3\varrho^2}{r^8} - \frac{2}{r^6} - \frac{6zt}{r^8}\frac{1}{\varrho}\frac{\partial \psi}{\partial \varrho}\right),$$

$$0 = \frac{\partial P}{\partial z} + z A^2 a^2 \left(\frac{3\varrho^2}{r^8} - \frac{6t}{r^8}\frac{\partial \psi}{\partial z}\right).$$

Die Winkelgeschwindigkeit η ist ganz herausgefallen, braucht also keinen von Null verschiedenen Werth zu besitzen.

Eliminiren wir hieraus P, so ergiebt sich

$$(2)\qquad \varrho z - t\frac{\partial \psi}{\partial \varrho} + \frac{8zt}{r^2}\left(z\frac{\partial \psi}{\partial \varrho} - \varrho\frac{\partial \psi}{\partial z}\right) = 0.$$

Man sieht aus dieser Gleichung unmittelbar, dass ψ den Factor $1/t$ enthalten muss. Für $t = 0$ ist die Ladung der

[redacted]

Es würde also der Aether parallel den Stromlinien fliessen, in denen die durch die z-Axe gelegten Ebenen die Flächen $r^2 z = \text{const.}$ schneiden. Eine solche Strömung ist aber hydrodynamisch unmöglich, weil die Geschwindigkeit γ für $\varrho = 0$ unendlich wird.

Als zweiten Fall betrachten wir einen electrisirten Punkt mit der Ladung e, der sich mit der constanten Geschwindigkeit v durch den Raum bewegt. Dieser Fall ist vollständig von Heaviside behandelt und zwar giebt seine Lösung folgende Werthe der electrischen und magnetischen Kräfte, bezogen auf ein in dem electrisirten Punkt festes Coordinatensystem, in dessen x-Axe die Bewegung erfolgt.

$$X = \frac{1}{v}\frac{\partial U}{\partial x}\left(1 - A^2 v^2\right), \quad Y = \frac{1}{v}\frac{\partial U}{\partial y}, \quad Z = \frac{1}{v}\frac{\partial U}{\partial z},$$

$$M = -A\frac{\partial U}{\partial z}, \qquad N = A\frac{\partial U}{\partial y}, \qquad L = 0.$$

$$U = \frac{e v}{\sqrt{r^2 - A^2 v^2 \varrho^2}} \qquad \varrho^2 = y^2 + z^2.$$

Dann ergiebt sich für die Grössen $\mathfrak{P}$, $\mathfrak{Q}$, $\mathfrak{R}$

$$\mathfrak{P} = \frac{\mathfrak{A}\varrho^2}{(r^2 - A^2 v^2 \varrho^2)^3}, \quad \mathfrak{Q} = -\frac{\mathfrak{A} x y}{(r^2 - A^2 v^2 \varrho^2)^3},$$

$$\mathfrak{R} = -\frac{\mathfrak{A} x z}{(r^2 - A^2 v^2 \varrho^2)^3},$$

$$\mathfrak{A} = e^2 v A (1 - A^2 v^2).$$

Setzen wir wieder

$$\alpha = -\frac{1}{\varrho}\frac{\partial \psi}{\partial \varrho}, \quad \beta = \frac{\partial \psi}{\partial x}\frac{y}{\varrho^2} + \eta z, \quad \gamma = \frac{\partial \psi}{\partial x}\frac{z}{\varrho^2} - \eta y,$$

$$\Xi = \frac{\mathfrak{A}}{(r^2 - A^2 v^2 \varrho^2)^3},$$

so erhalten wir aus den Gleichungen (1)

$$0 = \frac{\partial P}{\partial \varrho} + A\left(-v\frac{\partial \Xi}{\partial x} x\varrho - \varrho v \Xi + \frac{\partial \psi}{\partial \varrho}\left[3\Xi + x\frac{\partial \Xi}{\partial x} + \varrho\frac{\partial \Xi}{\partial \varrho}\right]\right),$$

$$0 = \frac{\partial P}{\partial x} + A\left(-v\frac{\partial \Xi}{\partial x}\varrho^2 + \frac{\partial \psi}{\partial x}\left[3\Xi + x\frac{\partial \Xi}{\partial x} + \varrho\frac{\partial \Xi}{\partial \varrho}\right]\right).$$

Nennen wir $\mathfrak{U}$ die Grösse

$$3\mathfrak{S} + x\frac{\partial \mathfrak{S}}{\partial x} + \varrho\frac{\partial \mathfrak{S}}{\partial \varrho},$$

so ergiebt die Elimination von P

$$0 = v\varrho\frac{\partial \mathfrak{U}}{\partial x} + \frac{\partial \psi}{\partial x}\frac{\partial \mathfrak{U}}{\partial \varrho} - \frac{\partial \psi}{\partial \varrho}\frac{\partial \mathfrak{U}}{\partial x}. \tag{3}$$

Soll die Geschwindigkeit im Aether überall endlich bleiben, so muss

$$\frac{\partial \psi}{\partial x} = 0$$

sein, dann haben wir

$$v\varrho = \frac{\partial \psi}{\partial \varrho}, \quad v = -\alpha.$$

Es strömt also der Aether in Bezug auf das mit der Geschwindigkeit v in der Richtung x zugleich mit der Ladung bewegte Coordinatensystem mit derselben Geschwindigkeit in entgegengesetzter Richtung, ruht also in Bezug auf ein ruhendes Coordinatensystem. Dies Ergebniss ist deshalb bemerkenswerth, weil daraus hervorgeht, dass in der Bewegung electrischer Quanta kein Grund für eine Bewegung des Aethers liegt, wie es Helmholtz annimmt.

Dagegen können Bewegungen eintreten, wenn der Aether eine von Null verschiedene Trägheit hat. Ich gebe die Rechnung für diesen Fall, weil man daraus eine Vorstellung von der Grössenordnung der Dichte erhält, die gegebenen Falls

In dem soeben betrachteten Falle ist das System stationär in Bezug auf das bewegte Coordinatensystem. Es ist also

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} = \frac{\partial \beta}{\partial t} = \frac{\partial \gamma}{\partial t} = 0.$$

Setzen wir die Werthe von α, β, γ ein, so ergiebt die Elimination von P

$$\frac{1}{A}\frac{\partial \psi}{\partial x}\frac{\partial}{\partial \varrho}\left[\frac{1}{\varrho^2}\left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial \varrho^2} - \frac{1}{\varrho}\frac{\partial \psi}{\partial \varrho} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2}\right)\right]$$
$$- \frac{1}{A}\frac{\partial \psi}{\partial \varrho}\frac{\partial}{\partial x}\left[\frac{1}{\varrho^2}\left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial \varrho^2} - \frac{1}{\varrho}\frac{\partial \psi}{\partial \varrho} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2}\right)\right]$$
$$+ \frac{v\varrho}{s}\frac{\partial \mathfrak{U}}{\partial x} + \left(\frac{\partial \psi}{\partial x}\frac{\partial \mathfrak{U}}{\partial \varrho} - \frac{\partial \psi}{\partial \varrho}\frac{\partial \mathfrak{U}}{\partial x}\right)\frac{1}{s} = 0.$$

Diese Gleichung wird erfüllt, wenn

$$\frac{1}{\varrho}\frac{\partial \psi}{\partial \varrho} = v + \frac{1}{\varrho}\frac{\partial \psi_1}{\partial \varrho},$$
$$\frac{1}{\varrho}\frac{\partial \psi}{\partial x} = \frac{1}{\varrho}\frac{\partial \psi_1}{\partial x},$$
$$\frac{1}{\varrho^2}\left(\frac{\partial^2 \psi_1}{\partial \varrho^2} - \frac{1}{\varrho}\frac{\partial \psi_1}{\partial \varrho} + \frac{\partial^2 \psi_1}{\partial x^2}\right) = -\frac{\mathfrak{U} A}{s}$$

ist. Es ist

$$\mathfrak{U} = -\frac{3\mathfrak{A}}{(x^2 + \varrho^2(1 - A^2 r^2))^3}.$$

Um die Differentialgleichung zu integriren, setzen wir

$$\psi_1 = \varrho\, q.$$

Dann wird

$$\frac{\partial^2 q}{\partial \varrho^2} + \frac{1}{\varrho}\frac{\partial q}{\partial \varrho} - \frac{1}{\varrho^2} q + \frac{\partial^2 q}{\partial x^2} = -\frac{\varrho\, \mathfrak{U} A}{s}$$

Wir betrachten zunächst die Differentialgleichung

$$\frac{\partial^2 q_1}{\partial \varrho^2} + \frac{1}{\varrho}\frac{\partial q_1}{\partial \varrho} + \frac{1}{\varrho^2}\frac{\partial^2 q_1}{\partial \vartheta^2} + \frac{\partial^2 q_1}{\partial x^2} = -\frac{\varrho\, \mathfrak{U} A}{s}\sin\vartheta.$$

Deren Integral ist

$$q_1 = \frac{A}{4\pi s}\int\int\int \frac{d\varrho'\, d\vartheta'\, dx'\, \varrho'^2\, \mathfrak{U}' \sin\vartheta'}{\sqrt{(x - x')^2 + \varrho^2 + \varrho'^2 - 2\varrho\varrho'\cos(\vartheta - \vartheta')}},$$
$$= S\sin\vartheta.$$

$$S = \frac{A}{4\pi s}\int\int \varrho'^2\, d\varrho'\, dx'\, \mathfrak{U}'\, R.$$

$$R = \frac{2}{\sqrt{\varrho'\varrho}}\left(\left(\frac{2}{\varkappa} - \varkappa\right)K - \frac{2}{\varkappa}E\right),$$

$$x^2 = \frac{4\varrho'\varrho}{(x'-x)^2+(\varrho+\varrho')^2}, \quad K = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{d\varphi}{\sqrt{1-x^2\sin^2\varphi}}, \quad E = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{d\varphi}{\sqrt{1-x^2\sin^2\varphi}}.$$

Dann genügt S der Differentialgleichung

$$\frac{\partial^2 S}{\partial \varrho^2} + \frac{1}{\varrho}\frac{\partial S}{\partial \varrho} - \frac{1}{\varrho^2} S + \frac{\partial^2 S}{\partial x^2} = -\frac{\varrho\, \mathfrak{U} A}{s}$$

und es ist also $\varphi = S$.

Es sind dies dieselben Ausdrücke, die bei den kreisförmigen Wirbelringen in einer Flüssigkeit die Geschwindigkeiten ergeben, wo dann die x-Axe die Axe der Wirbelringe ist, wenn die Drehungsgeschwindigkeit der Flüssigkeitstheilchen um die kreisförmige Drehungsaxe

$$\frac{3\,\mathfrak{N}\,\varrho\, A}{2\,s\,[x^2+\varrho^2(1-A^2v^2)]^3} \text{ ist.}$$

Die Grössenordnung der eintretenden Bewegung hängt also in erster Linie von der Grösse

$$\frac{3\,e\,v^2\,A^2(1-A^2v^2)\,\varrho}{2\,s\,[x^2+\varrho^2(1-A^2v^2)]^3}$$

ab. Bei constantem e und s hat sie ein Maximum für

$$v = \frac{1}{\sqrt{3}\,A}$$

und ist gleich

$$\frac{e^2 A}{\sqrt{3}\,s}.$$

Electrische Ladungen, die mit einer annähernd so grossen Ge-

Ueber die Vorgänge in unmittelbarer Nähe der Ladung lässt sich nichts Bestimmtes aussagen. [1])

Reflexion an bewegten durchsichtigen Medien.

Ein Beispiel, wo die Spannungen im Aether Bewegung hervorrufen würden, bietet die Reflexion electromagnetischer ebener Wellen an der Grenze bewegter Isolatoren. Bezeichnen wir den Einfallswinkel mit φ, mit dem Index e die einfallenden, mit r die reflectirten Componenten, so ist nach den bekannten Gesetzen

$$Y_e = \sin\left(\frac{x\sin\varphi + z_1\cos\varphi}{\lambda} - \frac{t}{T}\right)2\pi\,.$$

$$L_e = \cos\varphi\,\sin\left(\frac{x\sin\varphi + z_1\cos\varphi}{\lambda} - \frac{t}{T}\right)2\pi\,,$$

$$N_e = -\sin\varphi\,\sin\left(\frac{x\sin\varphi + z_1\cos\varphi}{\lambda} - \frac{t}{T}\right)2\pi\,.$$

Bewegen wir die Platte mit der Geschwindigkeit v in der Richtung z, so haben wir für die reflectirten Wellen nach Lorentz zu setzen

$$Y_r = \quad R\sin\left(\frac{x\sin\varphi - z_1\cos\varphi}{\lambda} + \frac{A^2 v z_1}{T} - \frac{t}{T}\right)2\pi,$$

$$L_r = -\,R\sin\left(\frac{x\sin\varphi - z_1\cos\varphi}{\lambda} + \frac{A^2 v z_1}{T} - \frac{t}{T}\right)2\pi,$$

$$N_r = -\,R\sin\left(\frac{x\sin\varphi - z_1\cos\varphi}{\lambda} + \frac{A^2 v z_1}{T} - \frac{t}{T}\right)2\pi$$

bezogen auf ein mit der Platte bewegtes Coordinatensystem. Beziehen wir alles auf ein festes Coordinatensystem, so haben wir $z_1 = z - vt$ zu setzen. Der Factor R ist nicht genau derselbe, wie bei ruhendem System. Durch den electromagnetischen Druck wird Arbeit geleistet oder verbraucht und diese vermindert oder vermehrt die Energie der Strahlung. Die Grenzbedingungen lassen sich aber nur erfüllen, wenn man annimmt, dass diese Veränderung der Energie sich auf reflectirte und gebrochene Strahlen so vertheilt, als ob die ankommende Welle schon die in dem Verhältniss dieser Arbeit vermehrte oder verminderte Energie mit sich führe.

1) Ich habe mit dem Jamin'schen Interferentialrefractor den Versuch gemacht, ob ein durch eine Vacuumröhre gehender Lichtstrahl durch die Kathodenstrahlen beschleunigt wird; das Ergebniss war aber durchaus negativ.

Aus den gegebenen Werthen folgt, wenn wir Grössen von der Ordnung Av vernachlässigen

$$\mathfrak{T} = \frac{\partial \mathfrak{N}}{\partial x} - \frac{\partial \mathfrak{P}}{\partial z} = \frac{2 \sin 2\varphi}{\lambda} R \left\{ \frac{1}{\lambda} \sin \left(\frac{2 z \cos \varphi}{\lambda} - \frac{2 v t \cos \varphi}{\lambda} \right) 2\pi \right\},$$

Setzen wir

$$0 = \frac{\partial \alpha}{\partial x} + \frac{\partial \gamma}{\partial z},$$

also

$$\alpha = \frac{\partial \psi}{\partial z} \qquad \gamma = - \frac{\partial \psi}{\partial x},$$

so ergeben die Gleichungen

$$0 = \frac{\partial \mathfrak{T}}{\partial t} + \frac{\partial \psi}{\partial z} \frac{\partial \mathfrak{T}}{\partial x} - \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial \mathfrak{T}}{\partial z},$$

also

$$\frac{\partial \psi}{\partial x} = - v \qquad \gamma = v.$$

Die Spannung im Aether würde also erst aufhören, wenn er sich mit derselben Geschwindigkeit bewegt, wie die bewegte Platte. Dies gilt aber nur für kleine Geschwindigkeiten. Für grössere würden sich ziemlich verwickelte, von der Schwingungsdauer abhängige Werthe ergeben.

Dass die Mitbewegung des Aethers die Spannungen im Aether nur in erster Annäherung aufhebt, hängt damit zusammen, dass durch die Bewegung noch Aberration des Strahls hervorgerufen wird, die bekanntlich durch die Annahme bewegten Aethers nicht ohne weiteres erklärt werden kann.

Es erscheint nicht ganz aussichtslos, Experimente in der Richtung anzustellen, ob bei der Reflexion an schnell be-

ɔ, dass der Gleichheit von Wirkung und Gegenwirkung,
enn wir nicht annehmen wollen, dass die electromagnetischen
ɔannungen, die den Aether in Bewegung setzen wollen, durch
ı bestimmtes starres Gefüge aufgehoben werden. Und über-
ıupt wird der Aether, wenn wir ihm Beweglichkeit ab-
rechen, zu einem Substrat von höchst unbestimmten Eigen-
haften, das wir eigentlich nur noch gebrauchen, um uns den end-
hen Werth der Lichtgeschwindigkeit verständlicher zu machen.

Aber jedem, dem es zunächst nur auf die allgemeinste
ırstellung der Thatsachen ankommt, wird sich dieser Weg
sonders empfehlen.

Die Annahme eines ruhenden Aethers war eigentlich die
n Fresnel vertretene, obwohl dort noch von einer theil-
ɨisen Fortführung des Aethers die Rede ist. Diese Fort-
ırung findet aber nur im Innern der wägbaren Körper
ıtt, sobald diese selbst bewegt werden und kann vollkommen
rch die Anschauung ersetzt werden, dass das, was fortgeführt
rd, nicht der Aether selbst ist, sondern der Theil der electro-
ıgnetischen Energie, der an ponderablen Körpern haftet.
es tritt sehr deutlich in der Berechnung von Reiff[1]) her-
s, aus der hervorgeht, dass der Fresnel'sche Coefficient der
ɔrtführung für einen Lichtstrahl im bewegten Medium sich
ɡiebt, wenn der Aether selbst ruht, die electromagnetische
ıergie theilweise im Aether, theilweise in der ponderablen
bstanz vorhanden ist.

Eine genaue Durchführung der Theorie unter Zugrundelegung
r Annahme ruhenden Aethers und unveränderlich geladenen
nen sowie vollständige Discussion aller wesentlichen Beobach-
ngsergebnisse ist in der Arbeit von H. A. Lorentz[2]) enthalten.
ɔn ganz ähnlichen Gesichtspunkten geht E. Wiechert[3]) aus.

Lorentz erhält aus seiner Annahme unmittelbar den
resnel'schen Coefficienten der Fortführung des Lichtes durch
wegte Medien, die Aberration und das Doppler'sche Prin-
ɔ. Alle drei hängen unmittelbar zusammen und ergeben sich
s einem allgemeinen Satze, wonach alle für ruhende Körper

1) Reiff, Wied. Ann. **50.** p. 367. 1893

2) Lorentz, Versuch einer Theorie der electrischen und optischen
scheinungen in bewegten Körpern. Leyden 1893.

3) Wiechert, Theorie der Electrodynamik. Königsberg 1896.

geltenden Gleichungen kleiner Schwingungen auf bewegte übertragen werden können, wenn anstatt der Zeit t die Variable $t - t_1 \, vA$ einführt, wo t_1 die Zeit bedeutet, die das Licht gebraucht, um im freien Aether von einem festen Punkte an einen beliebig betrachteten zu gelangen, und vA das Verhältniss der Geschwindigkeit des Körpers zur Lichtgeschwindigkeit ist.

Für den Fortführungscoefficienten ergiebt sich dabei noch ein weiteres Correctionsglied, das dadurch bedingt wird, dass durch die Bewegung auch eine Aenderung der Schwingungsdauer nach dem Doppler'schen Princip eintritt. Es folgt auch unmittelbar, dass der Einfluss der Erdbewegung sich *nur* in der Aberration zeigt und dass die prismatische Ablenkung und die Beobachtung der Wellenlänge durch Gitter nicht beeinflusst wird. Ebenso folgt, dass ein stationärer Strom auf einen anderen Draht durch die Erdbewegung keine Inductionswirkung ausübt, weil durch die Bewegung eine electrostatische Ladung erzeugt wird, welche die Wirkung compensirt.

Bei der Inductionswirkung tritt der Einfluss der Erdbewegung nur im Verhältniss der Grösse $v^2 A^2$ auf, sodass hier keine Aussicht auf experimentelle Bestätigung vorhanden ist.

Nachdem durch die ausführlich durchgearbeitete Theorie von Lorentz die Annahme unbeweglichen Aethers sich als vollkommen ausreichend erweist, um eine Anzahl der mannichfaltigen und bisher wenig erklärten Erscheinungen des Einflusses der Bewegung auf die electromagnetischen Vorgänge

Wir hätten also hier den Fall, dass ein Körper seinen Schwerpunkt durch seine eigene innere Energie in Bewegung setzt. Nehmen wir also den Aether als unbeweglich an, so würde eine Verletzung des allgemeinen Satzes vom Schwerpunkt vorliegen. Dagegen würde die Annahme beweglichen Aethers, der Trägheit besitzt, diesem Einwande entgehen.

Indessen kann möglicherweise der Satz vom Schwerpunkt specieller Natur sein und sich auf gewisse Gruppen von Wirkungen beschränken, bei denen keine bewegenden Kräfte im Aether auftreten, wie das bei den gewöhnlich beobachteten ponderomotorischen Wirkungen thatsächlich der Fall ist.

Unter allen Umständen ist dieser Punkt für die weitere theoretische Ausbildung besonders im Auge zu behalten.

Die Versuchsergebnisse.

Nachdem wir die beiden voneinander zu trennenden theoretischen Aufstellungen besprochen haben, wollen wir einen Blick auf die Versuche machen, die bisher angestellt sind.

Die hauptsächlichsten Experimente, die sich auf unsere Frage beziehen, sind folgende:

A. Versuche mit positivem Ergebniss.

1. Die Aberration des Lichtes der Fixsterne. Die Aberration fand bekanntlich eine einfache Erklärung durch die Emissionshypothese des Lichtes. Die Schwierigkeiten in der Undulationstheorie sind erst ganz neuerdings von H. A. Lorentz durch die Annahme *ruhenden* Aethers beseitigt.

2. Das Doppler'sche Princip ist zwar seiner Natur nach von allgemeiner kinematischer Bedeutung, muss aber doch bei der Frage bewegten oder ruhenden Aethers berücksichtigt werden.

3. Der Versuch von Fizeau und seine Wiederholung durch Michelson und Morley. Ein Lichtstrahl, der durch fliessendes Wasser in der Richtung der Bewegungen geht, erfährt eine Beschleunigung des Ganges im Verhältniss $1 + v\,(1 - (1/n^2))$, wo v die Geschwindigkeit, n den Brechungsindex des Wassers bezeichnen. Dies Ergebniss findet in der Annahme ruhenden Aethers seine vollständige Erklärung.

B. Versuche mit negativem Ergebniss.

1. Der Versuch Aragos, ob durch die Bewegung der Erde die Brechung des von den Fixsternen stammenden Lichtes beeinflusst wird.

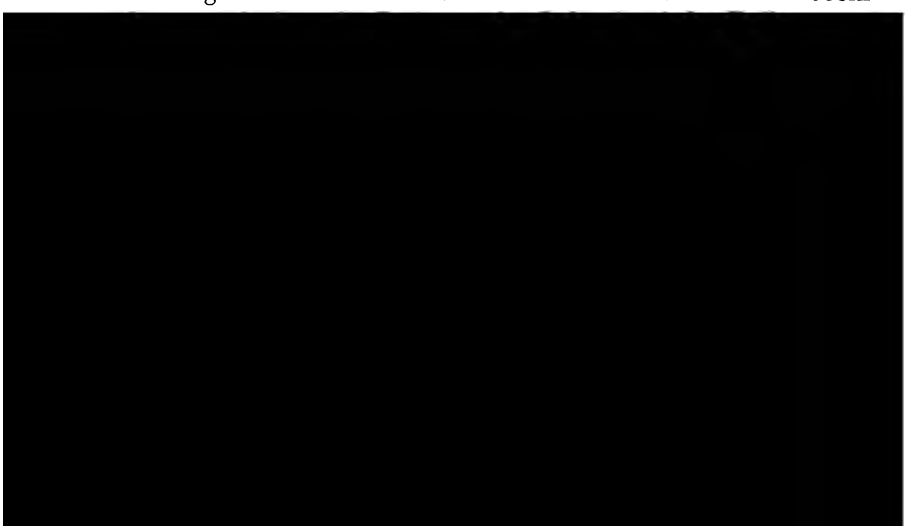
2. Der Interferenzversuch Ketteler's. Durch zwei mit Wasser gefüllte, gegeneinander geneigte Röhren werden die beiden Strahlen eines Interferentialrefractors in der Weise geschickt, dass der eine Strahl die eine Röhre nach der ersten Reflexion (an der einen Glasplatte), der andere Strahl die zweite Röhre nach der zweiten Reflexion (an der anderen Glasplatte), also in entgegengesetzter Richtung durchläuft. Trotzdem beide Röhren durch die Erdbewegung mitgenommen werden, zeigt sich keine Veränderung der Interferenzstreifen, obwohl der eine Strahl beschleunigt, der andere verzögert wird,

Beide Ergebnisse folgen unmittelbar aus der Annahme ruhenden Aethers.

3. Der Versuch von Klinkerfues, ob die Absorptionslinie des Natriumdampfes durch die Bewegung der Erde beeinflusst werde.

Das positive Ergebniss von Klinkerfues würde mit der Theorie ruhenden Aethers unvereinbar sein. Doch ist die gefundene Verschiebung so gering, dass Beobachtungsfehler nicht ausgeschlossen sind.

4. Der Versuch von Des Coudres, ob die Inductionswirkung von zwei Drahtrollen auf eine dritte dadurch beein-



Bewegung eines Kolbens in einem luftverdünnten Raum mitbewegt wird.

Die Versuche beider Beobachter wurden mit empfindlichen Interferenzmethoden angestellt und ergaben negatives Ergebniss, stimmen also mit der Annahme ruhenden Aethers ohne weiteres überein.

7. Die Versuche von Mascart über die Drehung der Polarisationsebene im Quarz. Es zeigte sich keine Veränderung der Drehung, wenn die Lichtstrahlen einmal die Richtung der Erdbewegung, dann die entgegengesetzte hatten.

H. A. Lorentz hat die Theorie dieser Erscheinung gegeben und findet, dass unter Annahme ruhenden Aethers die Erdbewegung einmal die bestehende Drehung verändert und noch unabhängig eine zweite hinzufügt.

Das negative Ergebniss der Mascart'schen Beobachtungen würde ergeben, dass im Quarz diese beiden durch den Einfluss der Erdbewegung hervorgerufenen Drehungen sich gerade aufheben.

8. Der Versuch von Röntgen, ob durch die Bewegung der Erde von einem geladenen Condensator magnetische Kräfte erzeugt werden.

Das negative Ergebniss dieses Versuches ist mit der Annahme ruhenden Aethers nicht vereinbar.

Auch electrische Ladungen und Magnete müssten durch die Bewegung der Erde magnetische, bez. electrische Kräfte hervorrufen. Das Fehlen dieser Kräfte wäre ebenfalls mit der Voraussetzung ruhenden Aethers nicht vereinbar.

9. Der Versuch Fizeau's über den Einfluss der Erdbewegung auf die Drehung der Polarisationsebene durch Glassäulen. Das positive Ergebniss dieses Versuches ist neuerdings angezweifelt worden. Es würde mit der Annahme ruhenden Aethers nach den Untersuchungen von H. A. Lorentz nicht vereinbar sein.

10. Der Versuch von Michelson und Morley. Wenn der Aether ruht, so muss die Zeit, die ein Lichtstrahl braucht, um zwischen zwei Glasplatten hin und herzugehen, sich ändern, wenn die Platten sich bewegen. Die Veränderung hängt von der Grösse $v^2 A^2$ ab, müsste aber bei Anwendung von Interferenzen beobachtbar sein.

Das negative Ergebniss ist mit der Annahme ruhenden Aethers unvereinbar. Diese Annahme kann nur durch die Hypothese gehalten werden, dass die Längendimensionen fester Körper durch die Bewegung durch den ruhenden Aether hindurch in demselben Verhältniss geändert werden, um die Verlängerung des Weges des Lichtstrahls zu compensiren.

Die Annahme beweglichen Aethers würde die Möglichkeit ergeben, dass der Aether durch die Bewegung der Erde mitgenommen wird und relativ zu ihr ruht. Dadurch würden alle negativen Versuchsergebnisse erklärt sein. Es bliebe dann aber die Erklärung der Aberration übrig.

Gravitation und Trägheit.

Dass die Gravitation eine Ausnahmestellung einnimmt und keine bemerkbaren Beziehungen zu den übrigen Naturerscheinungen hat, ist schon oft hervorgehoben worden. Ihre Zurückführung auf Druckkräfte wird durch die Thatsache erschwert, dass der Energievorrath eines gravitirenden Systems bei unendlicher Entfernung der einzelnen Massentheile seinen grössten Werth hat. Es ist aber nicht immer deutlich genug hervorgehoben, dass die Beschleunigung schwerer Massen höchst wahrscheinlich mit der Gravitation zusammen hängt, weil durch die Beschleunigung und durch die Gravitation zwei voneinander unabhängige Definitionen der Masse gewonnen werden, die, soweit die hier sehr genauen Beobachtungen reichen, vollkommen übereinstimmen. Verlangt man eine weitere Erklärung der

Fassen wir nun die Ergebnisse zusammen, so ist der Eindruck der, dass noch eine Anzahl von Fragen zu erledigen sind, bevor wir uns für den von der Wissenschaft zu betretenden Weg entscheiden können.

Die Annahme beweglichen Aethers ohne Trägheit führt, wie wir gesehen haben, zu wenig wahrscheinlichen Consequenzen.

Als Experiment, welches für diese Annahme von Wichtigkeit wäre, empfiehlt sich der Versuch, ob der Aether durch die Bewegung reflectirender durchsichtiger Medien in Bewegung gesetzt wird.

Da aber der Aether durch die Bewegung fester Körper soweit bis jetzt bekannt, nicht in Bewegung gesetzt wird, so ist ein negatives Ergebniss wahrscheinlich.

Der Annahme ganz ruhenden Aethers stehen folgende Schwierigkeiten entgegen:

1. Verletzung des Satzes vom Schwerpunkt (bez. der Gleichheit von Wirkung und Gegenwirkung).

2. Die negativen Ergebnisse der Versuche von Michelson und Morley, der von Röntgen und möglicherweise die Versuche von Mascart und Fizeau.

Es wäre daher dringend erwünscht, folgende Experimente zu wiederholen oder neu anzustellen.

1. Wirkt die Erdbewegung auf die Drehung der Polarisationsebene

   a) natürlich drehender Substanzen,

   b) durch Glassäulen.

2. Ruft die Erdbewegung durch die Bewegung electrischer Ladungen die von der Theorie geforderten magnetischen Kräfte und durch die Bewegung von Magneten die entsprechenden electrischen Kräfte hervor?

Wenn die Ergebnisse dieser Versuche vollkommen klargestellt sind, wird sich zeigen, ob die sonst so einfache Theorie ruhenden Aethers beizubehalten oder aufzugeben ist. Sollte sie aufgegeben werden müssen, so würde, wie mir scheint, nur der von Des Coudres angegebene Ausweg übrig bleiben; nämlich Einfluss der Gravitation auf den Lichtäther. Diese Annahme scheint mir gleichbedeutend mit der Voraussetzung einer geringen trägen Masse des Lichtäthers zu sein.

Es würde sich dann erklären, dass die Erde infolge ihrer bedeutenden Gravitation den Aether mitzieht, während die Bewegung kleiner fester Körper auf der Erde keinen Einfluss hat. Das negative Ergebniss der erwähnten Versuche wäre ohne weiteres erklärt.

Dann würden aber im wesentlichen die Schwierigkeiten in der Erklärung der Aberration bestehen bleiben, auf die H. A. Lorentz aufmerksam gemacht hat. Ob dieselben aber nicht doch zu überwinden sind, wenn die Mitbewegung des Aethers unter Einfluss der Gravitation in Rechnung gezogen wird, bedarf einer besonderen Untersuchung. Zu dem Zwecke wäre das hydrodynamische Problem zu erledigen, die Bewegungen einer Flüssigkeit zu bestimmen, durch die ein Punkt mit constanter Geschwindigkeit sich bewegt, der die einzelnen Flüssigkeitstheile nach dem Newton'schen Gesetze anzieht.

Die Maxwell'schen Spannungen, die den Aether in Bewegung setzen würden, sind immer, weil sie mit der reciproken Lichtgeschwindigkeit multiplicirt erscheinen, so klein, dass die Bewegungen auch bei sehr geringer träger Masse im allgemeinen unmerklich werden.

Aufgabe der Theorie wäre es dann, solche Beispiele aufzusuchen, wo die Bewegung des Aethers thatsächlich beobachtet werden könnte.

1898. ANNALEN № 7.
DER
PHYSIK UND CHEMIE.
NEUE FOLGE. BAND 65.

1. *Ueber die Messung electrischer Wellenlängen mittels der Quincke'schen Interferenzröhre; von P. Drude.*

(Hierzu Taf. II.)

Beim Studium der Arbeiten V. v. Lang's[1]) über diesen Gegenstand war es mir aufgefallen, dass die von ihm ermittelten Wellenlängen nahezu unabhängig von der Grösse der Kugeln des Wellenerregers waren, und sehr stark von den Zahlen abwichen, welche Righi[2]) durch Interferenzen bei der Reflexion an Metallwänden erhalten hat. Da ich nun zum Zweck des Studiums der Absorption kurzer electrischer Wellen in verschiedenen Substanzen die Periode der Wellen kennen musste, so habe ich die Versuchsanordnung V. v. Lang's aufgenommen, und suchte zunächst festzustellen, ob die Periode der Wellen durch Nebenumstände wesentlich beeinflusst würde. Ich erhielt das Resultat, *dass die Länge der von einem Righi'schen Erreger entsandten Wellen, wenn man sie mit Hülfe einer Quincke'schen Interferenzröhre misst, wesentlich von dem Durchmesser derselben beeinflusst wird. Bei meinen Versuchen war die Wellenlänge nahezu gleich dem doppelten Durchmesser der Interferenzröhre. Eine Aenderung der Grösse der Metalltheile im Cohärer oder der Länge desselben beeinflusst die gemessene Wellenlänge nicht.*

Versuchsanordnung.

Dieselbe war im Wesentlichen dieselbe, wie die v. Lang's, d. h. ein Righi'scher Erreger sandte seine Wellen auf eine mit eisernen Schrauben gleicher Grösse gefüllte Glasröhre, deren Widerstandsverminderung an einem Wiedemann'schen

1) V. v. Lang, Sitzungsber. d. k. Gesellsch. d. Wissensch. zu Wien (II) **104.** 1895; **105.** 1896; Wied. Ann. **57.** p. 430. 1896.

2) A. Righi, Beibl. **18.** p. 134. 960. 1894.

Spiegelgalvanometer gemessen wurde. Dieselbe war sehr bedeutend, der Widerstand betrug im normalen Zustande 2000 bis 3000 Ohm, während er durch einen Funken im Erreger unter Umständen auf 3 Ohm herabsank.

Die Glasröhre (von beiläufig etwa 2 cm Durchmesser und 13 cm Länge) war durch Messingbacken, welche in Korkstopfen sassen, geschlossen, von ihnen führte eine Leitung zu einer Multiplicatorrolle eines Galvanometers und einem Accumulator, der Widerstand der Galvanometerrolle inclusive Zuleitung und Accumulator betrug 1,07 Ohm. Der Accumulator und der Cohärer befanden sich in einem, mit zwei Oeffnungen S_1 und S_2 versehenen, durch einen straff überschiebbaren Deckel verschliessbaren Zinkblechkasten; an der einen Oeffnung S_1 von 8,5 cm Durchmesser war eine Blechröhre (Einlassrohr) von gleichem Durchmesser und 12 cm Länge angelöthet. Durch ihre vordere Oeffnung drangen die electrischen Wellen in den Kasten. Sie konnte durch verschiedene metallische Diaphragmen, oder durch einen Metalldeckel verschlossen werden. Die andere Oeffnung S_2 an einer anderen Seite des Kastens von 2,5 cm Durchmesser trug einen 5 cm langen Messingrohrstutzen. In denselben war ein 2 cm weites, 2 m langes Messingrohr eingesteckt, welches zur Galvanometerrolle führte, und in welchem die Zuleitungen zu derselben lagen. Die Galvanometerrolle war überall dicht mit Stanniol beklebt; ein biegsamer Stanniolüberzug stellte einen metallisch völlig geschlossenen Contact mit dem Messingrohr her, ebenso war Stanniol um dasselbe und den Metall-

Um den Cohärer bequem erschüttern und dadurch auf seinen normalen Widerstand bringen zu können, war an sein eines Ende ein Bindfaden geknüpft, der durch eine kleine seitliche Oeffnung S_3 des Kastens nach aussen gelangte. Diese Oeffnung war für den Galvanometerausschlag ohne Einfluss, d. h. derselbe blieb Null, wenn das Einlassrohr metallisch verschlossen wurde. Durch den Beobachter wurde mittels des Bindfadens der Cohärer nach jeder Beobachtung um ein bestimmtes Stück (etwa $^1/_2$ cm) gehoben und dann in sein (Holz-) Lager wieder fallen gelassen. Es stellte sich dann das Galvanometer nahezu immer auf dieselbe Anfangslage ein. Ursprünglich hatte ich beabsichtigt, durch einen electromagnetisch betriebenen Hammer den Cohärer zu erschüttern, eine von aussen in den Kasten geführte Drahtleitung verbot sich aber aus dem in der Anmerkung von p. 2 angeführtem Grunde, sodass die Erschütterung mit Hülfe des Fadens ein viel einfacheres und vollkommen genügendes Mittel bot.

Der Righi'sche Erreger war horizontal angeordnet. Er bestand aus zwei 8 mm im Durchmesser enthaltenden Messingkugeln, welche an zwei Glasröhren $A\,A$ von je 6 cm Länge mit Siegellack angekittet waren und bis auf etwa $^1/_2$ mm einander genähert wurden. [1]) (Vgl. Taf. II Fig. 1.) Die Glasröhren $A\,A$ waren mit Siegellack in eine weitere Glasröhre B eingekittet, welche die Form eines T-Rohres mit kurzem, verticalen Ansatz C besass. In denselben wurde Petroleum eingegossen, sodass der Erregerfunken zwischen den Messingkugeln im Petroleum übersprang. Die Siegellackkittung hielt genügend dicht für das Petroleum. In die Glasröhren $A\,A$ waren, durch Korke gehalten, zwei Kupferdrähte $D\,D$ eingelassen, welche

sind, sondern die Wellen des in der Nähe des Kastens stehenden Erregers pflanzen sich aussen längs der Messingröhre fort und gelangen dann durch das Loch der Galvanometerhülle ins Innere. — Diese Fortpflanzung der Wellen längs Metalltheilen konnte ich mehrfach beobachten. Wenn man z. B. das Einlassrohr mit einem metallischen Diaphragma von 3 mm Oeffnung verschliesst, ist der Galvanometerausschlag sehr gering. Er wird aber sofort stark, wenn man isolirt einen Draht auf etwa 15 cm Länge durch das Diaphragma in den Kasten schiebt, falls der Draht aussen von den Erregerwellen gut getroffen wird.

1) Die Construction des Erregers hat viel Aehnlichkeit mit der von A. D. Cole in Wied. Ann. **57**. p. 302. 1897 beschriebenen.

an ihren herausragenden Enden mit einem Inductionsapparat verbunden wurden, während ihre inneren Enden um etwa 1 mm von den Messingkugeln entfernt waren. Hier bildeten sich (in Luft) die Zuleitungsfunken des Erregers.[1])

Das Inductorium war mit Deprezunterbrecher versehen und besass mit diesem eine Durchschlagskraft von etwa $2^1/_2$ cm Luftstrecke. Durch einen Pendelunterbrecher wurde es zu jeder Beobachtung eine genau bestimmte Zeit (Bruchtheil einer Secunde) in Gang gesetzt. Der Contactstift des Pendelunterbrechers schlug durch Quecksilber, auf welches Petroleum aufgeschüttet war. Das Galvanometer macht dann, falls electrische Wellen den Cohärer treffen, einen Ausschlag und erreicht bei seiner guten Dämpfung sehr schnell die Ruhelage, die dem verminderten Widerstand des Cohärers entspricht. Da das Stativ, welches den Blechkasten trug, auf einer steinernen Platte stand, die auf dem Kellergewölbe lag, so hielt sich der verminderte Widerstand des Cohärers anfangs nahezu constant, sodass die Ruhelage des Galvanometers bequem abgelesen werden konnte. Die Scala war etwa $2^1/_2$ m vom Spiegel des Galvanometers entfernt.

Die Empfindlichkeit des Galvanometers konnte durch Veränderung des Abstandes der Multiplicatorrolle vom Magneten, eventuell auch durch einen Nebenschluss vor der Zuleitung zum Galvanometer beliebig variirt werden, sie wurde aber bei den eigentlichen Messungen nicht mehr geändert.

Bevor ich zu definitiven Messungen schritt, habe ich ver-

sich nicht in regelmässiger Weise. Diese ergaben sich bei weitem am besten, wenn man, wie V. v. Lang, eine Füllung von kleinen Eisenschrauben benutzte, und den Electrodenabstand des Cohärers nicht zu klein, d. h. etwa über 10 cm, wählte. Es wurden nahezu mit gleichem Erfolge drei verschiedene Schraubensorten benutzt:

1. 10 mm lang, 0,2 g schwer
2. 7 „ „ 0,09 „
3. 5 „ „ 0,13 „

Die letzte (kleinste) Sorte gab vielleicht die regelmässigsten Resultate. Wenn auch nicht die Einzelausschläge des Galvanometers auf wenige Procente miteinander übereinstimmten, was bei der ganzen Wirkungsweise des Cohärers auch gar nicht erwartet werden kann, so erhält man doch durch Mittel aus 5 oder 10 Beobachtungen gut brauchbare Resultate, wie die mitgetheilten Beobachtungen des Näheren darthun werden. Da diese schnell aufeinander gemacht werden können, so ist der Cohärer ein Instrument, welches bei aller Einfachheit und Bequemlichkeit bei der Beobachtung eine ganz staunenswerthe und messbar gut verwerthbare Empfindlichkeit für die minimale Energie der kürzesten electrischen Wellen besitzt, sodass für manche Zwecke[1]) der Cohärer als Wellenindicator alle anderen, bisher vorgeschlagenen, in den Schatten stellt, wenigstens wenn es sich um sehr kurze electrische Wellen handelt.

Ich habe auch Versuche mit über- oder hängend aneinander gelegten Stricknadeln gemacht. Auch diese sprechen auf electrische Wellen durch Widerstandsverminderung an, aber weniger empfindlich und regelmässig. Die Wirksamkeit des Cohärers beruht nach meiner Ansicht darauf, dass bei Eintreffen sehr schneller Potentialschwankungen die schlecht leitende Oberflächenschicht (Oxydschicht) der sich berührenden Metalltheile durchbrochen wird, eventuell durch minimale Fünkchen, die man bei grosser Intensität der Wellen auch direct oder mit Hülfe einer Lupe sehen kann. Wenn einmal die Oxydschicht durchbrochen ist, so sind dadurch an der Berührungsstelle der Metalltheilchen gut leitende Brücken hergestellt. Diese werden durch eine Erschütterung des Cohärers wieder zerstört.

1) Zum Nachweis stehender Drahtwellen ist der Cohärer leider nicht brauchbar.

Als Bestätigung für diese Ansicht[1]) dient die Thatsache, dass Spähne aus Edelmetall (Silber) allein nicht brauchbar sind, da wegen der mangelnden Oxydschicht ihr normaler Widerstand zu klein ist, während Schrotkörner oder blau angelassene eiserne Nägel wegen zu starker Oxydschicht nicht brauchbar sind. Blanke Drahtnägel geben nur geringe Ausschläge, wohl weil sie nur an wenig Stellen starker Krümmung miteinander in Berührung sind. Aus diesem Grunde sind wohl gerade die Schrauben mit ihrer unregelmässigen Oberfläche vortheilhaft. Eine grosse Anzahl von Metalltheilen, d. h. eine nicht zu geringe Länge des Cohärers ist für Messzwecke deshalb günstig, weil sich dann bei jeder einzelnen Beobachtung eher constante Mittelwerthe erwarten lassen. Die Empfindlichkeit sinkt natürlich durch Vermehrung der Metalltheile. Der Druck, mit dem die Metalltheile zusammengepresst werden, braucht nur ein mässiger zu sein, und es kommt dann auf die genaue Einhaltung bestimmter Grenzen nicht viel an. Ich habe die Glasröhre etwa zu $^3/_4$ voll Schrauben gefüllt, und dann dieselben bei horizontaler Lage der Röhre durch Schütteln gleichmässig vertheilt. Die Schrauben werden dann also nur durch ihre Schwere aneinander gedrückt. An die Messingbacken des Cohärers waren kleine Stanniolblättchen geklebt, an die sich die Schrauben an- und auflegten.

Es sind zwei verschiedene Interferenzröhren gleicher Länge, aber verschiedenen Durchmessers benutzt worden, nämlich von 4.7 cm und 2 cm Durchmesser. Die Fig. 2 stellt die-

nung E derselben wurde auf etwa 5 cm Länge in ein, das Einlassrohr des Blechkastens verschliessendes, knapp passendes, metallisches Diaphragma eingeschoben.

Bei einigen Versuchen war der Erreger in der Brennlinie eines parabolischen Hohlspiegels aus Zinkblech von 1,9 cm Brennweite befestigt, dessen Seiten und Oeffnung metallisch verschlossen waren bis auf drei Löcher, welche einerseits die Zuleitungen zum Inductionsapparat, andererseits die Oeffnung D der Interferenzröhre eintreten liessen. Diese Beobachtungen sind unter der Rubrik: „Erreger mit Hohlspiegel" angeführt.

Messungen.

Der eine Auszug der Interferenzröhren war bei allen Beobachtungen um 10 cm aus der Lage seines tiefsten Einschubes ausgezogen. Im Folgenden bezeichnet A die Stellung des anderen Auszuges, von seinem tiefsten Einschub an gerechnet, in Centimetern. Ferner ist α der Galvanometerausschlag in Scalentheilen (Millimetern), gerechnet von der unmittelbar vor der Beobachtung abgelesenen Galvanometerlage, wie sie dem normalen Widerstand (2000—3000 Ohm) des Cohärers entspricht. Der Ausschlag α_0 des Galvanometers, vom wirklichen Nullpunkt an gerechnet, ist um etwa 10 Scalentheile grösser. Die Beobachtungen bei verschiedenen Stellungen A sind meist symmetrisch hinsichtlich der Zeit angestellt worden. Um eine Vorstellung über die Constanz der Resultate zu geben, lasse ich zunächst eine Reihe folgen, bei der die zeitlich auseinander liegenden Beobachtungen untereinander gestellt sind. Die α sind die Mittel aus fünf direct aufeinander folgenden Beobachtungen.

Weite Interferenzröhre.

A in cm	9	9,5	10,0	10,5	11,0	11,5	12,0
α, Anfang	294	461	583	570	625	392	261
α, Ende	211	—	360	—	503	—	119

A in cm	12,5	13,0	13,5	14,0	15,0	16,0	17,0
α, Anfang	187	148	204	331	383	253	224
α, Ende	—	140	—	304	356	238	190

A in cm	18,0	19,0	20,0	21,0	22,0
α, Anfang	483	349	155	227	292
α, Ende	450	349	155	241	333

Aus der Tabelle geht hervor, dass zwar die α im Laufe der Zeit kleiner geworden sind, indess ist der Charakter der Curve, d. h. die Lage A, bei denen α Maxima oder Minima erreicht, unverändert geblieben. Auf die Lage der Maxima und Minima kommt es hier nur an. Um dieselbe übersichtlich unter den verschiedenen Beobachtungsbedingungen vergleichen zu können, sind die Beobachtungen graphisch auf der Tafel dargestellt. Allen Curven ist die Abscissenaxe (Stellungen A) gemeinsam, während die Ordinaten α von verschiedenen Anfangshöhen aus gerechnet sind, damit die Curven besser auseinander zu halten sind. Wenn, wie in obiger Tabelle, die α starke Aenderungen im Laufe der Zeit erlitten haben, sind die zeitlich auseinander liegenden α nicht zu Mittelwerthen vereinigt. Wenn sich dagegen α im Laufe der Zeit nur wenig, oder um nahezu einen constanten Bruchtheil geändert hat, so sind Mittelwerthe genommen. Es geht dies aus den Tabellen hervor, in denen bei demselben A mehrere zeitlich auseinander liegende α untereinander gestellt sind. „A offen“ bedeutet, dass der eine Auszug A der Interferenzröhre ganz fortgenommen ist, sodass die Wellen nur durch den anderen Auszug A zum Cohärer gelangen.

2. Weite Interferenzröhre. 7 mm-Schrauben.
Curve 2.

A	Offen	1,0	2,0	3,0	4,0	5,0	6,0	7,0
α	79	487	366	283	308	349	515	375
A	8,0	9,0	10,0	11,0	12,0	13,0	14,0	15,0
α	98	211	360	503	119	140	304	356
A	16,0	17,0	18,0	19,0	20,0	21,0	22,0	
α	238	190	450	349	155	241	333	

3. Weite Interferenzröhre. 7 mm-Schrauben.
Curve 3.

A	1	2	3	4	5	6	7	8
α	642	582	357	643	500?	716	526	227
A	9	10	11	12	13	14	15	16
α	386	494	681	366	191	453	605	440
A	17	18	19	20	21	22		
α	418	478	374	287	312	459		

4. Weite Interferenzröhre. 7 mm-Schrauben. Erreger um 5 cm von Oeffnung D der Interferenzröhre entfernt.
Curve 4.

A	1	2	3	6	8	11	13	15
α	40	38	39	68	17	73	15	40
A	16	17	18	19	20	21	22	Offen
α	26	20	35	45	20	24	50	12

5. Weite Interferenzröhre. 5 mm-Schrauben.
Curve 5.

A	0	1	2	3	4	5	6	7
α	377	705	697	383	337	433	712	714
α	—	587	618	533	358	245	405	465
Mittel	377	646	657	458	347	339	559	590

A	8	9	10	11	12	13	14	15
α	487	365	556	657	427	300	340	577
α	259	292	480	649	423	262	310	662
α Mittel	373	329	518	653	425	281	325	620

A	16	17	18	19	20	21	22	Offen
α	307	316	348	549	372	244	375	197
α	411	447	494	570	384	376	362	—
α Mittel	359	381	421	560	378	310	369	197

6. Weite Interferenzröhre. 10 mm-Schrauben.
Curve 6 und 7.

A	5	6	7	8	9	10	11	12	13	
α	485	631	666	345	476	638	764	492	324	Curve 6
α	—	—	—	—	—	—	554	383	220	Curve 7

A	14	15	16	17	18	19	20	21	22	
α	516	654	487	610	578	594	432	467	421	Curve 6
α	263	494	357	382	464	384	360	414	636	Curve 7

7. Weite Interferenzröhre. 5 mm-Schrauben. Cohärerlänge 10 cm, anstatt (wie sonst) 14 cm.
Curve 8.

A	11	12	13	13,5	14	15	16	17	19
α	534	369	254	249	307	480	318	254	330

8. Weite Interferenzröhre. Erreger mit Hohlspiegel. 7 mm-Schrauben.
Curve 9.

A	1	2	3	4	5	6	7	8
α	508	237	344	577	360	293	324	148
α	343	312	240	310	303	275	204	133
α Mittel	425	275	292	443	331	284	274	140

A	9	10	11	12	13	14	15	16
α	206	407	378	317	119	194	242	255
α	180	271	297	134	77	100	157	200
α Mittel	193	339	337	225	98	147	200	227

A	17	18	19	20	21	22	Offen
α	299	302	258	154	163	336	98
α	244	205	172	145	171	350	—
α Mittel	271	253	215	149	167	343	98

9. Enge Interferenzröhre. 5 mm-Schrauben.
Curve 10.

A	7,0	7,5	8,0	8,5	9,0	9,5	10,0
α	—	—	—	—	—	—	9
α	13	30	40	22	8	11	13
α	—	25	41	20	7	18	23
α	—	—	—	—	—	—	—
α Mittel	13	27	40	21	8	14	15

A	10,25	10,5	11,0	11,5	12,0	12,5	13,0
α	—	20	10	7	8	13	8
α	—	39	12	9	12	19	—
α	—	24	8	8	—	—	—
α	40	—	13	—	—	—	—
α Mittel	40	28	11	8	10	16	8

„A offen" gab hier $\alpha = 8$. Die Ausschläge sind hier klein, die Enge der Röhre beeinträchtigt die Energie der electrischen Wellen. Um die Ausschläge zu steigern, wurde die Empfindlichkeit des Galvanometers gesteigert (durch Näheren der Multiplicatorrolle an den Magneten). Es ergab sich dann:

10. Enge Interferenzröhre.

A	10,25	11,5	12,5
α	123	51	166

d. h. bei $A = 11{,}5$ liegt, gerade wie bei der Curve 10, ein ausgeprägtes Minimum, während die Curven der α bei der weiten Interferenzröhre keine Andeutung eines solchen Minimums haben.

Alle Curven der α bei der weiten Interferenzröhre, abgesehen von der Curve 9, die dem Erreger mit Hohlspiegel entspricht, haben übereinstimmende Lage der Maxima und Minima, wie aus der Tafel deutlich hervorgeht. *Die Wellenlänge ist also*

von der Grösse der Metalltheile des Cohärers, sowie von der Länge des ganzen Cohärers (vgl. Curve 8) *unabhängig.* Die Distanz zweier Maxima beträgt etwa 4,5 cm, d. h. *die Wellenlänge, die mit der weiten Interferenzröhre gemessen wird, beträgt etwa 9 cm*, da, falls ein Auszug der Interferenzröhre um A cm herausgezogen wird, die Differenz beider Wege der electrischen Wellen um $2A$ cm zunimmt. Das absolute Maximum tritt etwa bei $A = 11$ cm ein, diese Stellung entspricht gleichen Längen beider Wellenwege. Es ergab sich dies auch aus der roh ausgeführten geometrischen Messung der Interferenzröhren. Dass nicht etwa doch noch kürzere Wellen vorhanden waren, zeigt sich daran, dass die α von $A = 10{,}0$ stetig wachsend in den Werth bei $A = 11{,}0$ übergingen, denn es ergab sich:

11. Weite Interferenzröhre.

A	10,0	10,5	11,0
α	352	402	445

Die Curve 10 ergiebt eine wesentlich abweichende Wellenlänge, d. h. *die mit der engen Interferenzröhre gemessene Wellenlänge beträgt etwa 4,5 cm.* — Man kann also ungefähr sagen, dass die halbe Wellenlänge sich etwa gleich dem Durchmesser der Interferenzröhre ergiebt, denn bei der weiten Röhre betrug dieselbe 4,7 cm, bei der engen 2 cm. Dieses Resultat widerspricht nicht den v. Lang'schen Messungen, noch denen für eine Interferenzröhre von 6 cm Durchmesser, welche innere

sandten Wellen, die keine metallischen Diaphragmen oder Röhren passiren, wie sie z. B. von Righi mit Hülfe seiner Resonatoren bestimmt worden ist, möglichst übereinstimmt mit der Wellenlänge, wie sie der Schwingung durch das Hindurchtreten durch das Metallrohr aufgeprägt wird, d. h. falls die, wie wir kurz sagen wollen, „freie" Wellenlänge etwa gleich dem doppelten Rohrdurchmesser ist. Deshalb hatte ich gehofft, mit grösseren Erregerkugeln die Erscheinung der Interferenzen mit der weiten Interferenzröhre noch viel deutlicher zu erhalten. Dies wurde aber durch einen Versuch mit Erregerkugeln von 38 mm Durchmesser nicht bestätigt, sondern ich erhielt dann überhaupt nur sehr unregelmässig schwankende Galvanometerausschläge, die allerdings ebenfalls auf eine Wellenlänge von etwa 9 cm hindeuteten.

Dass bei der hier benutzten Versuchsanordnung, d. h. bei der Quincke'schen Interferenzröhre, eine Spaltung des Weges der Wellen eintritt, kann offenbar nicht wesentlich für die Wellenlänge sein. Man wird das Resultat ziehen müssen, *dass, wenn ein Righi'scher Erreger an der einen Oeffnung eines genügend langen cylindrischen Metallrohres angebracht ist, die aus dem anderen Ende des Rohres austretenden Schwingungen eine Wellenlänge von etwa dem doppelten Durchmesser des Rohres besitzen.*[1]) Dieses merkwürdige Resultat kann man leider durch analoge optische Versuche, bei denen eine Abhängigkeit der Farbe von der Oeffnungsbreite eines langen Diaphragmas eintreten müsste, wegen Kleinheit der optischen Wellenlängen experimentell nicht verificiren. Theoretisch kann man sich aber wohl das Zustandekommen so erklären, dass an den Rohrwänden (oben und unten, nicht an den Seiten bei horizontaler Lage des Erregers) Schwingungsknoten der electrischen Kraft liegen müssen, da an der Oberfläche eines sehr guten Leiters die denselben parallel liegende electrische Kraft stets verschwinden muss. Die unmittelbare Nähe des Metallrohres am Erreger und seine Länge kann daher, nach diesem theo-

1) Es ergiebt sich so eine Methode, um bei ein und demselben Erreger bequem die Periode innerhalb eines beträchtlichen Intervalles variiren zu können. Es muss nur noch genauer untersucht werden, wie lang die Metallrohre wenigstens sein müssen, damit die Schwingung nahezu homogen austritt.

retischen Aperçu, wohl jenen Einfluss auf die Wellenlänge äussern. Eine strenge theoretische Durchführung dieses Problems wird mit grossen Schwierigkeiten zu kämpfen haben.

Experimentelle Bestätigungen unseres, zunächst auffallenden Resultates ergeben sich aber einerseits aus dem, im folgenden Aufsatz beschriebenen Verhalten des Wassers, andererseits kann man sie auch aus folgenden Thatsachen schöpfen:

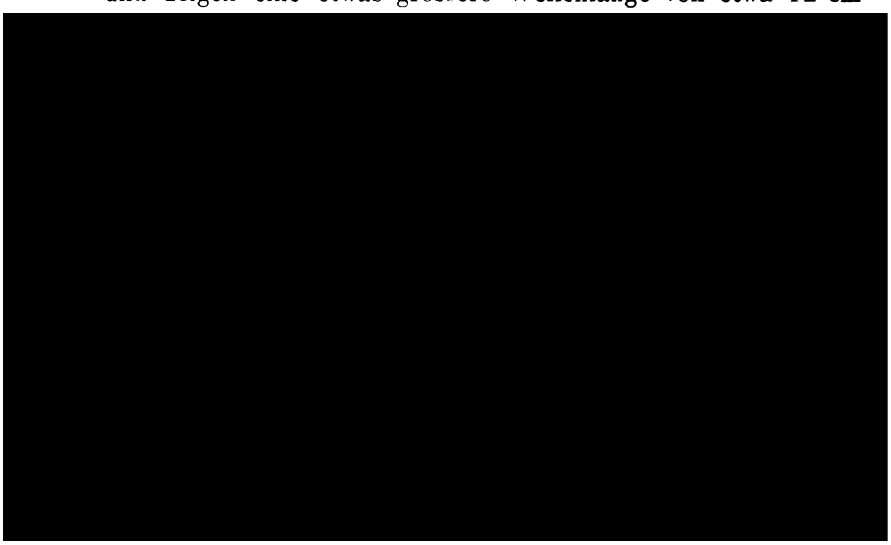
1. Die Interferenzen mit der Quincke'schen Interferenzröhre verschwinden fast, wenn man die Wellen durch längere Metallrohre von verschiedenen Durchmessern hindurchsendet. Wenn ich nämlich zwischen Erreger und der 2 cm weiten Interferenzröhre ein 50 cm langes, 3 cm weites Messingrohr einschaltete, so ergaben sich folgende Galvanometerausschläge α:

12. Enge Interferenzröhre mit weiterem Einlassrohr.

A	10,25	11,5	11,75	12,5	13,25
α	17	14	12	17	18

Hier findet sich nur noch eine Andeutung eines Minimums von α zwischen $A = 11{,}5$ und $A = 11{,}75$; dies Minimum ist jedenfalls sehr viel weniger ausgeprägt, als es früher (p. 491 Nr. 9 u. 10) ohne Anwendung der eingeschalteten 3 cm weiten Röhre erhalten worden ist.

2. Die p. 490 Nr. 8 mitgetheilten α (Curve 9, Erreger mit Hohlspiegel) ergeben weniger deutlich die Interferenzen und zeigen eine etwas grössere Wellenlänge von etwa 12 cm



warten sollen, sondern im Gegentheil, die Wirkung ist vollkommen abgeschnitten. Dies findet sogar dann statt, wenn man den Trichter auf ein weiteres (etwa 3 cm weites) Messingrohr aufsetzt, durch welches ohne Trichter die Wirkung der Wellen sich sehr kräftig fortpflanzt. Diese Thatsache deutet darauf hin, dass die Lage der den Erreger umgebenden Metallwände wesentlich für seine Wirkung ist. Ein Trichter bietet mit seinen stetig variabelen Durchmessern keine günstige Bedingung für die gute Ausbildung der Schwingung. Der Cohärer reagirt daher entweder deshalb nicht, weil durch den Trichter nur eine stark inhomogene Schwingung gelangt, oder was wohl wahrscheinlicher ist, deshalb nicht, weil der Trichter überhaupt keine strahlende electrische Energie hindurchlässt, sondern sie nach dem Erreger reflectirt.

Dass bei den Interferenzversuchen bei keiner Stellung von A der Galvanometerausschlag α völlig verschwindet, ist evident, wenn man berücksichtigt, dass es sich hier nicht, wie bei optischen Versuchen, um eine Reihenfolge sehr zahlreicher Schwingungen handelt, deren jede einzelne nur eine verschwindend kleine Wirkung erzielen würde. Schon auf eine einzige Schwingung wird der Cohärer ansprechen. Wenn nun z. B. die Differenz beider Wege in der Interferenzröhre $^1/_2\,\lambda$ ist, so gelangt die erste Schwingung auf dem einen Wege ungeschwächt zum Cohärer, erst die zweite Schwingung kann durch Interferenz geschwächt werden, doch tritt ein völliges Vernichten derselben wegen der zeitlichen Dämpfung der erregten Schwingungen oder auch wegen mangelnder Homogenität derselben nicht ein. Man übersieht auch so, dass aus beiden Gründen, nämlich wegen der Reaction des Erregers auf eine einzelne Schwingung, und wegen der zeitlichen Dämpfung (oder Inhomogenität) der erzeugten Schwingungen, die Ausbildung der Interferenzen um so undeutlicher wird, je grösser die Wegdifferenz beider Schenkel der Interferenzröhre ist. — Der Umstand, dass α stets grösser ist, als wenn der eine Schenkel ganz fortgenommen ist, erklärt sich einmal daraus, dass in letzterem Falle das Interferenzrohr zum Theil offen ist, andererseits könnte man auch grosse zeitliche Dämpfung der Schwingungen zur Erklärung mit heranziehen.

Es kann hierbei auch noch die Frage von Wichtigkeit sein, ob der Cohärer auf zwei direct folgende Impulse gleicher Richtung besser reagirt, als auf zwei Impulse einander entgegengesetzter Richtung, eine Frage, für welche eventuelle Eigenschwingungen der Metalltheile des Cohärers von Wichtigkeit sein würden.

Es ist ja klar, dass man Interferenzen am deutlichsten mit einem Indicator wird nachweisen können, der als Resonator construirt ist, d. h. der auf einen einzelnen Impuls nur sehr schwach reagirt, dagegen auf eine Summe gleich gerichteter äusserer und innerer Impulse stark. Der Cohärer in der hier benutzten Form wirkt jedenfalls nicht als Resonator, wie schon die Unabhängigkeit der Wellenlänge von der Grösse der Metalltheile des Cohärers und von der ganzen Länge des Cohärers zeigt. Ich habe einige Versuche in der Richtung gemacht, den Cohärer als Resonator zu construiren, bin aber bisher zu keinem deutlichen Erfolge gelangt. — Auch versuchte ich es vergebens, die „freie" Wellenlänge durch Interferenzen bei der Reflexion an zwei grösseren Metallwänden, wie sie mit den Righi'schen Resonatoren zu messen ist, mit dem Cohärer zu beobachten. Bei diesen Versuchen wird man (wegen der Empfindlichkeit des Cohärers) sehr gestört durch die electrischen Strahlungen, welche von den Zuleitungen zum Inductionsapparat ausgehen, und deren Wirkung man auf den Cohärer deutlich nachweisen kann. Man muss daher diese sorgfältig metallisch abblenden.

wurde auf etwa 20 cm Länge ein Draht E isolirt (vgl. Fig. 3) gesteckt, der mit einer Drahtschleife von etwa 1 m Länge und der in der Figur angegebenen Gestalt metallisch verbunden war. Ein Draht D konnte auf der Drahtschleife verschoben werden. D setzte sich in ein Drahtstück F fort, welches quer vor dem Erreger K stand und dort starr befestigt war. Es war zu erwarten, dass je nach der Stellung des Drahtes D Interferenzen auf E eintreten würden, verursacht durch die Wegedifferenz der beiden Seiten von B. Dies war nun auch in der That der Fall, wie folgende Tabelle lehrt, in welcher D die Entfernung des Berührungspunktes des Drahtes D von der symmetrischen Lage auf dem Drahtkreis $B\ B$ bedeutet.[1])

13. Drahtinterferenz.
Curve 11.

D	− 14	− 7	− 0,5	0	+ 0,5	+ 1,0	+ 1,5 cm
α	615	523	650	698	700	700	670

D	+ 2	3	4	5	6	7	8 cm
α	596	557	537	511	515	512	547

D	9	10	11	12	14	17	20 cm
α	582	583	590	575	615	613	540

Die Interferenzen sind nicht so deutlich, wie bei der Interferenzröhre.

Aus der Curve 11 würde sich eine Wellenlänge von etwa $\lambda = 24$ cm ergeben, also viel grösser, wie früher. Ob diese von der Grösse der ganzen Drahtschleife $B\ B$ abhängt, habe ich nicht untersucht. Von der Grösse des Querstückes F (vgl. Fig. 3) hängt sie jedenfalls nicht ab, wie folgende Zahlen beweisen.

Länge von F	D	− 14	− 7	0 cm
1,3 cm	α	673	607	766
5,2	α	632	525	687
8,0	α	591	553	692

1) Aus der Tabelle ergiebt sich, dass $D = + 0{,}5$ genauer der symmetrischen Lage entspricht.

Hiernach liegt ein Minimum bei etwa $D = -7$ cm unabhängig von der Länge von F.

Bei dieser Anordnung kann man aber noch viel weniger, als bei dem Durchtreten der Wellen durch Röhren, die Beeinflussung ihrer Wellenlänge verstehen; die aus dem Drahtende E austretenden Schwingungen werden auch jedenfalls nicht so homogen sein, als bei dem Hindurchtreten durch lange Metallröhren. Ich habe daher diese Versuchsanordnung nicht weiter verfolgt. Ich hatte sie ursprünglich in der Hoffnung aufgenommen, dass man so die kleine, von Righi mit den Resonatoren ermittelte „freie" Wellenlänge von $\lambda = 2{,}6$ cm erhalten würde, aber aus den Zahlen bei $A = -0{,}5$ bis $A = +2$ in Nr. 13. sowie aus mehrfach angestellten Controlversuchen ergiebt sich keine Andeutung einer etwa überlagerten so kleinen Wellenlänge.

(Eingegangen 20. Mai 1898.)

2. *Ueber die Absorption kurzer electrischer Wellen durch Wasser; von P. Drude.*

Dass das Wasser kurze electrische Wellen absorbiren soll, ist zwar mehrfach behauptet worden, aber meist nicht sicher bewiesen, ja es ist schon oft für electrische Wellen behauptet worden, welche noch so lang sind, dass sie thatsächlich nicht in merklichem Betrage vom Wasser absorbirt werden. Bei den Versuchen mit Wasser ist Rücksicht zu nehmen auf die bedeutende Reflexion der electrischen Energie an seiner Oberfläche, und wenn die Energie der electrischen Wellen bei Zwischenschaltung eines Wasserprismas oder Wassertroges bedeutend geschwächt erscheint, so kann man auf die Absorption erst dann einen Schluss ziehen, wenn man diese verschiedene Schwächung bei verschiedenen Wasserdicken, die aber mindestens annähernd gleichen Reflexionseinfluss besitzen, untersucht. Die ersten Versuche, aus denen eine Absorption des Wassers hervorgeht, sind die von Cole[1]) angestellten.

Man kann nun mit Hülfe des Cohärers sehr leicht nachweisen, dass electrische Wellen von der Wellenlänge $\lambda = 9$ cm und kürzere vom Wasser absorbirt werden (während Wellen der Länge $\lambda = 60$ cm noch nicht in merklicher Weise absorbirt werden).

Die Versuchsanordnung war im wesentlichen dieselbe, wie sie im vorigen Aufsatze beschrieben ist: Unmittelbar vor der Einlassöffnung des Blechkastens wurde ein aus Spiegelglasplatten gefertigter quadratischer Glastrog von 12 cm Seitenlänge, der mit destillirtem Wasser gefüllt wurde, gesetzt, der Wellenerreger stand in verschiedenen Abständen davor, und die durch das Wasser hindurchtretende Energie der electrischen Wellen wurde mit Hülfe des mit Schrauben gefüllten Cohärers gemessen. Um die Dicke der Wasserschicht variiren zu können, konnten in den Glastrog Spiegelglasplatten eingeschoben werden, die eine Dicke von 1,1 mm, 2 mm, 3 mm und 4,4 mm besassen.

1) A. D. Cole, Wied. Ann. 57. p. 300. 1897.

Es wurden zwei Glaströge angewandt, einer (I) hatte 6,3 mm innere Weite, der andere (II) besass 3,3 mm innere Weite.

Zunächst wurde constatirt, dass die Ausschläge α nur von der Wasserdicke δ abhängen, aber unabhängig von der Dicke der umgebenden Glasplatten sind. So ergab sich als Mittel aus vielen Beobachtungen (symmetrisch hinsichtlich der Zeit angestellt), dass Trog II ohne Glasplatte bei Wasserfüllung den Ausschlag $\alpha = 209$ lieferte, während Trog I bei Wasserfüllung mit einer 3 mm dicken Glasplatte darin den Ausschlag $\alpha = 207$ ergab. In beiden Fällen ist die Wasserdicke $\delta = 3{,}3$ mm. Man muss aber dafür sorgen, dass bei Trog I die eingeführte Glasplatte hart an einer Glaswand des Troges anliegt, weil sonst die Wasserdicke δ sich auf zwei dünnere Wasserschichten vertheilt, die von einer Glasschicht unterbrochen sind. In letzterem Falle constatirt man deutlich geringere Ausschläge α, die von der vermehrten Reflexion der electrischen Wellen herrühren, da zwei neue Grenzen Wasser—Glas eingeführt sind.

Der Ausschlag α wird nun durch eine Wasserdicke schon von 3,3 mm bedeutend abgeschwächt. Ein Theil der Wirkung ist jedenfalls der bedeutenden Reflexion an den beiden Grenzflächen zwischen Glas und Wasser zuzuschreiben. Man kann aber doch auch deutlich Absorption constatiren, denn mit Vermehrung der Wasserdicke δ wird der Galvanometerausschlag α continuirlich kleiner, und zwar recht beträchtlich, sodass bei

[redacted]

aichen. Man kann dies thun, indem man den Wellenerreger in verschiedene Entfernungen vom Einlassrohr des Blechkastens aufstellt, oder dasselbe mit verschiedenen Diaphragmen verschliesst. Es ergiebt sich das Resultat, dass innerhalb gewisser Grenzen der Ausschlag α des Galvanometers ungefähr annähernd proportional der Energie ist, d. h. bei bestimmtem Diaphragma umgekehrt proportional dem Quadrat der Entfernung des (ohne Hohlspiegel montirten) Erregers, dagegen bei bestimmter Entfernung proportional zur Flächengrösse des Diaphragmas. α bleibt unverändert, wenn der Erreger um die Hälfte seiner Entfernung genähert wird, und gleichzeitig das Diaphragma auf den vierten Theil seiner Flächenöffnung reducirt wird. Ich will aber hier genauere quantitative Messungen der Absorption nicht mittheilen, da man erst sehr viel Beobachtungen machen muss, falls das Resultat zuverlässig werden soll. Qualitativ kann man aber sehr leicht die Absorption unter verschiedenen Umständen vergleichen: Wenn man nämlich für eine Wasserdicke δ_1 bei variirten Nebenumständen gleiche Galvanometerausschläge α_1, d. h. gleiche auf den Cohärer fallende Energiemengen erhält, so kann man prüfen, ob bei einer anderen Wasserdicke δ_2 die Galvanometerausschläge α_2 auch noch untereinander gleich sind. Sind sie es nicht, so wird man auf verschiedene Stärke der Absorption bei den variirten Nebenumständen schliessen.

Letzteres Resultat erhielt ich nun in der That beim Wasser; so gab z. B. der in einem Hohlspiegel montirte Erreger geringere Absorption wie derselbe Erreger ohne Hohlspiegel. Es war dies sehr auffallend und störend, da dies die genaue Bestimmung des Absorptionscoefficienten überhaupt illusorisch macht, so lange man nicht den Grund der Erscheinung kennt. Letzteren glaube ich nun aber in der im vorigen Aufsatz erörterten Thatsache gefunden zu haben, dass die Periode der Erregerschwingungen beim Hindurchtreten durch Metallmassen beeinflusst werden kann, und hiernach musste ich vermuthen, dass der mit Hohlspiegel und $8^1/_2$ cm weitem Austrittsrohr versehene Erreger langsamere Schwingungen aussendet, als der Erreger ohne Hohlspiegel, wie ja auch die Curve 9 der Tafel des vorigen Aufsatzes beim Vergleich mit den Curven 1 bis 8 zeigt. Es ist aber sehr wahr-

scheinlich, dass das Wasser um so mehr absorbiren wird, je schneller die Schwingungen sind, da es bei $\lambda = 60$ cm noch keine nachweisbare Absorption zeigt.

Besonders deutlich tritt die Erscheinung zu Tage, wenn man einmal zwischen Erreger und Glastrog ein 50 cm langes, 3 cm weites Messingrohr einschaltet[1]), und andererseits gar kein Rohr, oder ein $8^1/_2$ cm weites, 30 cm langes Blechrohr, welches ebensoweit ist, als das Einlassrohr des Blechkastens. In letzterem Falle werden die Wellen jedenfalls länger sein, als in ersterem, in welchem sie nach den Resultaten des vorangehenden Aufsatzes etwa die Länge $\lambda = 6$ cm haben werden. In der That ist nun die Absorption mit dem 3 cm weiten Messingrohr stärker, als ohne dasselbe, wie folgende Zusammenstellung zeigt.

Es bedeutet:

α_1 den Galvanometerausschlag bei $\delta_1 = 1{,}3$ mm Wasserdicke
α_2 „ „ „ $\delta_2 = 1{,}9$ „ „
α_3 „ „ „ $\delta_3 = 3{,}3$ „ „

ferner bedeutet m die Beobachtungen, bei denen das 3 cm weite Messingrohr benutzt ist, o_1 und o_2 diejenigen, bei denen es nicht benutzt wurde, und zwar fehlt bei o_2 auch das $8^1/_2$ cm weite vordere Blechrohr.

	α_1	α_2	α_3
m	39,6	14,8	5,7
	37,6	25,9	—

Beobachtungen m stärkere Absorption aufweisen, als die Beobachtungen o_1 und o_2.

Bei quantitativer Messung der Absorption kommt es dann vor allem noch auf die Prüfung an, ob die Absorptionscoefficienten für verschiedene Wasserdicken constant sind. Sind sie es nicht, so ist dies ein Zeichen für Inhomogenität der Schwingung. Ich kann hierüber mit Sicherheit noch nichts behaupten, da das Resultat sehr viel Messungen erfordert.

Die hier gezogenen Resultate lauten:

1. *Wasser hat eine mit abnehmender Wellenlänge λ zunehmende electrische Absorption, die im Gebiete $\lambda = 10$ cm schon sehr merklich ist.*

2. *Bei Benutzung Hertz-Righi'scher Erreger kann die Wellenlänge durch benachbarte Wellenlängen sehr wesentlich bestimmt werden* (vgl. vorigen Aufsatz). *Dadurch können unter Umständen die Beobachtungsresultate stark beeinflusst werden.*

Leipzig, Physikalisches Institut, Mai 1898.

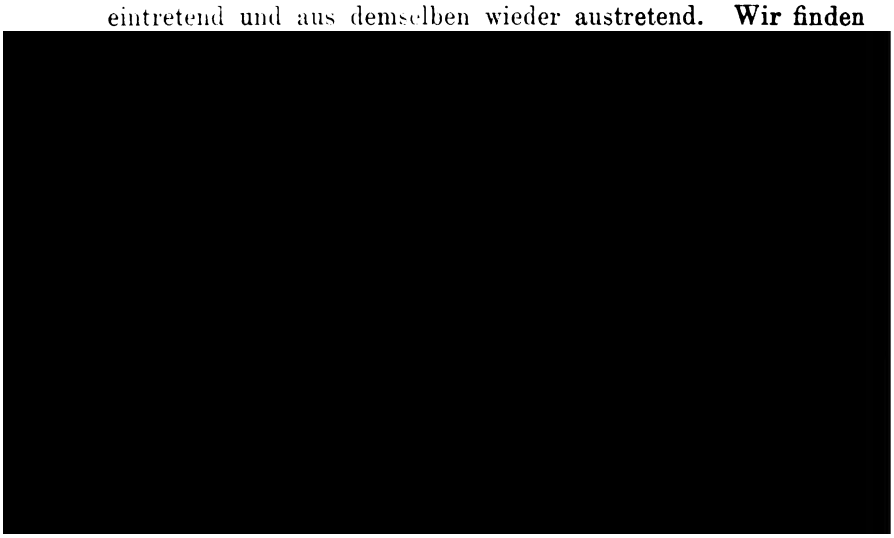
(Eingegangen 20. Mai 1898.)

3. *Ueber das Verhalten von Kathodenstrahlen parallel zu electrischer Kraft; von P. Lenard.*

(Der K. Ungar. Akad. der Wiss. vorgel. in der Sitzung v. 16. Mai 1898.)

1. Stetige Veränderlichkeit der magnetischen Ablenkbarkeit von Kathodenstrahlen ist bisher niemals zur Beobachtung gelangt, vielmehr erwies sich die Ablenkbarkeit eines einmal gegebenen Strahles unter allen bisher in Betracht gezogenen Umständen als unabänderlich.

Die Vorstellung indessen, zu welcher neuere Versuche geführt haben — in gewissem Sinne Sir William Crookes' ursprüngliche Hypothese mit neuem, verfeinertem Inhalt — lässt Aenderung der Ablenkbarkeit nicht nur möglich, sondern in gewissen Fällen sogar als nothwendige Forderung der Electrodynamik erscheinen. Ein solcher Fall ist der in der Ueberschrift angedeutete. Wir stellen ein Feld constanter electrischer Kraft her, zwischen zwei Condensatorplatten etwa, im leeren Raume, und richten einen Kathodenstrahl durch dieses Feld, sodass er parallel dessen Kraftlinien verläuft, etwa durch Bohrungen der Condensatorplatten in das Feld eintretend und aus demselben wieder austretend. Wir finden



Wir können dagegen sagen, dass die Versuche auch in quantitativer Hinsicht die Annahmen und Resultate der vorhergehenden Arbeit vollkommen bestätigen.

2. Der benutzte Apparat ist in Fig. 1 in etwa ein Achtel natürlicher Grösse dargestellt. In E werden die Strahlen erzeugt; sie durchsetzen das dichte Metallfenster F, gelangen in den Condensator C_1 C_2 und können dann bei M der magnetischen oder auch der electrischen Ablenkung unterworfen werden, welche sie schliesslich auf den Schirm S_1 treffen lässt. Die beiden Condensatorplatten C_1 C_2, zwei vollkommen ebene, einander parallele, kreisförmige Messingplatten, sind in ihrer Mitte in der Weite von nur 1 mm durchbohrt und werden von Metallröhren R_1 R_2 getragen, welche ihrerseits zu Electroden e_1 e_2 führen. Der Abstand der Platten voneinander beträgt 2 cm; die Platte C_1 ist stets mit der Erde

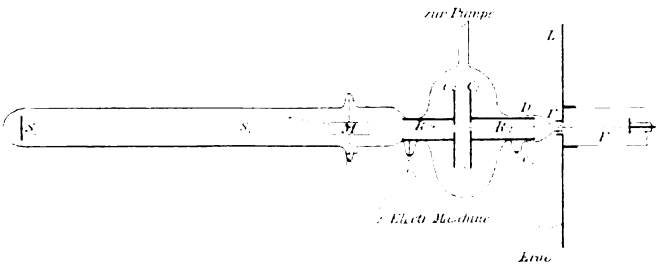


Fig. 1.

verbunden, C_2 kann mit Hülfe einer Influenzmaschine positiv oder negativ electrisirt werden. Die Glaswand des Apparates ist von e_2 ab nach links bis über den Schirm hinaus mit Stanniol überzogen, welches mit e_2 stets leitend verbunden bleibt; eine kleine Oeffnung im Stanniol lässt den Schirm beobachten. Die durch den punktirten Kreis bei M angedeuteten Drahtrollen zur magnetischen Ablenkung sind in geringer Entfernung ober- und unterhalb des Rohres aufgestellt und von dessen Stanniolhülle durch Glimmerplatten isolirt. Soll die electrische Ablenkung beobachtet werden, so sind die beiden bei M ersichtlichen rechteckigen Metallplatten zu benutzen, deren Länge in Richtung des Strahles 4 cm, deren Abstand 2 cm beträgt, welche indessen für jetzt beide mit der Stanniolhülle leitend verbunden bleiben. Wir bemerken

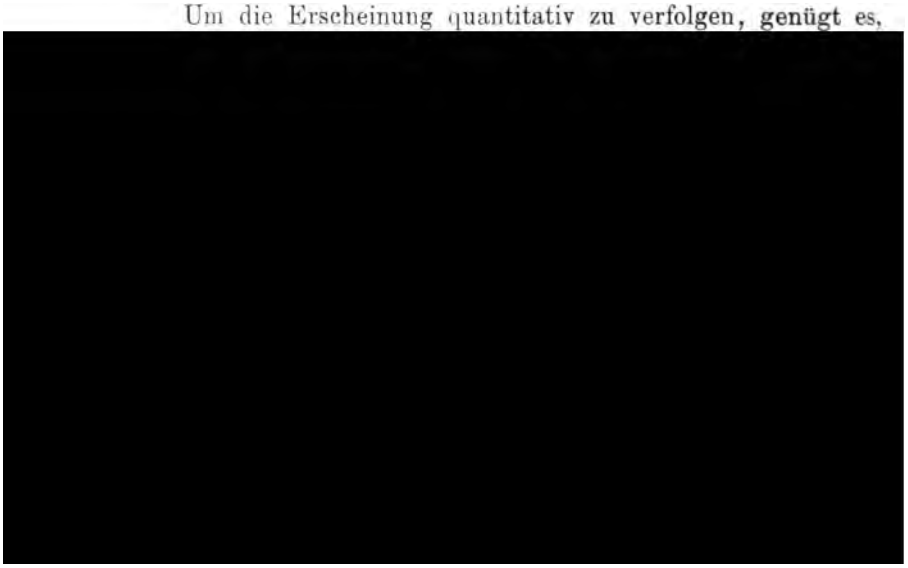
noch eine mit der Erde verbundene Metallwand L, welche den Erzeugungsraum vom Beobachtungsraum trennt und ein Metalldiaphragma D von 3 mm Weite im Rohre R_1.

Einige Zeit nimmt das Evacuiren des Beobachtungsraumes in Anspruch. Sind die letzten Gasreste entfernt, so bleibt der Raum um den Condensator auch bei starker Ladung desselben dunkel; in diesem Zustande wurde der Apparat benutzt.

3. Vorweg überzeugt man sich, dass der Phosphorescenzfleck auf dem Schirme unverrückt, also der Strahl gerade bleibt, wenn auch der Condensator stark positiv oder negativ geladen wird, vorausgesetzt, dass kein Strom in den ablenkenden Drahtrollen fliesst.

Die Versuche über die magnetische Ablenkung wurden nun folgendermaassen ausgeführt. Zuerst ist der Condensator C ungeladen; es wird bei M durch Einschalten von Widerständen in den Stromkreis der Drahtrollen ein Magnetfeld von solcher Stärke erzeugt, dass der Phosphorescenzfleck in stark abgelenkter Lage am Rande des Schirmes S_1 erscheint; die Lage des Fleckes wird dann an einer auf dem Schirm befindlichen Scala abgelesen. Jetzt laden wir bei fortdauerndem ablenkenden Strome den Condensator C; der Fleck wandert dadurch auf dem Schirme; er geht nach weniger abgelenkten Lagen, wenn der Condensator positiv geladen wird, nach mehr abgelenkten, wenn er negativ geladen wird. Dadurch ist die Veränderung der Ablenkbarkeit nachgewiesen.

Um die Erscheinung quantitativ zu verfolgen, genügt es,



Die Resultate der Messungen finden sich in folgender Tabelle verzeichnet, deren jede Zeile Mittelwerthe aus drei einzelnen Versuchen enthält. Es gelangten zwei verschiedene Strahlenarten zur Verwendung, wie sie bei den in der ersten Columne angegebenen Potentialdifferenzen zwischen den Electroden des Entladungsrohres erzeugt werden.[1]) In der mit * bezeichneten Versuchsgruppe wurde der entferntere Schirm S_2 benutzt; die ablenkenden Ströme waren dementsprechend schwächer.

Potentialdiff. im Entladungsrohr (Schlagweite)	Potentialdifferenz des Condensators in Schlagw.	Potentialdifferenz des Condensators in magnetischem Maass	$\frac{J_1}{J_0}$	Anfangsgeschwindigkeit v_0	Endgeschwindigkeit v_1
cm	cm	C.G.S.		$10^{10}\,\frac{\text{cm}}{\text{sec}}$	$10^{10}\,\frac{\text{cm}}{\text{sec}}$
2,8	1,00	$P = -291 \cdot 10^{10}$	0,500	$0{,}70 = 0{,}67 + 0{,}03$	0,35
	0,64	$P = -210 \cdot 10^{10}$	0,650	$0{,}68 = 0{,}67 - 0{,}01$	0.34
	1,00	$P = +291 \cdot 10^{10}$	1,41	$0{,}62 = 0{,}67 - 0{,}03$	0.89
3.6	1,00	$P = -291 \cdot 10^{10}$	0,608	$0{,}77 = 0{,}81 - 0{,}04$	0,47
	1,00	$P = +291 \cdot 10^{10}$	1,27	$0{,}79 = 0{,}81 - 0{,}02$	1,00
	*1,00	$P = +291 \cdot 10^{10}$	1,22	$0{,}88 = 0{,}81 + 0{,}07$	1,07

4. Die in den letzten beiden Columnen verzeichneten Geschwindigkeiten v_0 und v_1 des jedesmal in den Condensator tretenden und des ihn verlassenden Strahles sind aus den Versuchsdaten berechnet nach den beiden Gleichungen

$$\frac{v_1}{v_0} = \frac{J_1}{J_0} \quad \text{und} \quad v_1^2 - v_0^2 = 2\,\frac{\varepsilon}{\mu}\,P,$$

deren erste aussagt, dass verschiedene Strahlenarten die gleiche seitliche Beschleunigung erfahren in Magnetfeldern, deren senkrecht zum Strahl gerichtete Stärken den Strahlengeschwindig-

1) Es soll nicht gesagt sein, und es ist auch nicht erwiesen, dass die zwischen den Electroden messbare maximale Potentialdifferenz die Eigenschaften der erzeugten Strahlen eindeutig und allein bestimme. In gleichem Entladungsrohre werden jedoch unter gleichen Bedingungen immer wieder dieselben Strahlen erzeugt und insofern können die angegebenen Potentialdifferenzen zur Festlegung der benutzten Strahlenarten dienen. Ueber das hier verwandte Entladungsrohr und die Erzeugungsbedingungen vgl. Wied. Ann. **51.** p. 227. 1894.

keiten proportional sind und deren zweite der Ausdruck des Gesetzes der Energieerhaltung für unseren Fall ist. Die zweite Gleichung enthält auch die Voraussetzung, dass die wirksame beschleunigende Kraft genau die Grösse der auf ruhende Electricitäten im electrischen Felde ausgeübten Kraft besitze. Das Dichtenverhältniss ε/μ wurde früheren Resultaten entsprechend als von unveränderlicher Grösse und gleich $6{,}39 \cdot 10^6$ $cm^{1/2}$ $g^{-1/2}$ in Rechnung gesetzt, welche letztere Zahl das arithmetische Mittel der an drei verschiedenen Strahlenarten früher erhaltenen Zahlen [1]) ist.

Betreffend die Geschwindigkeit v_0 ersehen wir aus der Tabelle zuerst, dass sie sich für die erste Strahlenart jedesmal kleiner ergiebt als für die zweite, ganz wie dies früher [1]) auf anderem Wege gefunden wurde. Wir sehen weiter, dass diese Uebereinstimmung auch zahlenmässig mit der zu erwartenden Genauigkeit zutrifft, denn die für dieselben beiden Strahlenarten früher gefundenen Geschwindigkeiten, 0,67 bez. $0{,}81 \cdot 10^{10}$ cm/sec, werden von den jetzt gefundenen gut in die Mitte genommen. Wir nehmen dies als Bestätigung der benutzten Theorie und der gemachten Annahmen; wir sehen insbesondere auch den früher gefundenen Werth des Dichtenverhältnisses gut bestätigt. Uebrigens wird man bemerken, dass die Schwankungen in den für dieselbe Strahlenart gefundenen Werthen von v_0 grösser sind, als die mögliche Unsicherheit der Messungen; dieser Umstand findet indess eine genügende Erklärung in den uncontrolirbaren Schwan-

bemerkbar in der Fähigkeit den benutzten Schirm — Pentadecylparatolylketon auf Papier — zu erleuchten. Die Phosphorescenzflecke der schnellsten Strahlen sind ausserordentlich hell, die der langsamsten sind nur mit Schwierigkeit überhaupt zu sehen. Eine deutliche Abweichung von scharf geradliniger Verbreitung der Strahlenbündel im leeren Raume habe ich unter den obwaltenden Umständen in keinem Falle bemerken können; auch war die Absorbirbarkeit der schnellsten Strahlenart nicht so gering, dass ein Glimmerblatt von 0,2 mm Dicke sehr bemerkbar durchdrungen worden wäre.

5. Die Veränderung der electrischen Ablenkbarkeit der Strahlen wurde in folgender Weise beobachtet. Die Drahtrollen bei *M* waren entfernt und die eine der daselbst im Rohre befindlichen Metallplatten jetzt von der Wandbelegung isolirt, im übrigen die Anordnung nach dem Schema der Fig. 2 getroffen, in welcher ausser dem jetzt benutzten Schirme S_2

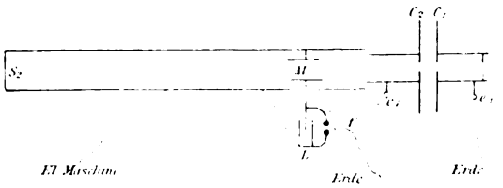


Fig. 2.

nur Metalltheile gezeichnet sind; *L* bedeutet eine Leydener Flasche mit isolirter äusserer Belegung, *s* eine Funkenstrecke von $^1/_3$—$^1/_2$ mm Länge, *f* eine Hanfschnur. Man übersieht, dass bei geladenem Apparate die isolirte Platte *M* periodisch ein geringeres Potential annehmen wird als die mit C_2 verbundene andere Platte *M*. Der Potentialunterschied der beiden Platten ist durch die Länge der Funkenstrecke *s* zu reguliren, er erreicht den vollen dieser Länge entsprechenden Betrag in dem Augenblicke, in welchem ein Funke die Strecke überspringt, worauf er zu Null herabsinkt, um dann durch die Wirkung der schwach leitenden Hanfschnur von neuem wieder anzusteigen. Man beobachtet dabei ein Wandern des Phosphorescenzfleckes am Schirm aus seiner unabgelenkten Lage heraus bis zu einem Punkte, von welchem er wieder zu jener Lage zurückspringt. Die Länge des dabei beschriebenen Weges misst die electrische Ablenkung der durch den Con-

densator veränderten Strahlen. Soll die Ablenkung der unveränderten Strahlen gemessen werden, so wird das ganze System C_2 zur Erde geleitet und unter Weglassung der Hanfschnur allein die isolirte Platte M und die Flasche L geladen, sodass wieder in passenden Intervallen Funken die Strecke s überspringen. Der Weg des Phosphorescenzfleckes misst wieder die electrische Ablenkung. Man findet dieselbe nun sehr bemerkbar vergrössert durch eine positive Ladung des Condensators und verkleinert durch eine negative Ladung. Es betrug z. B. bei positiver Ladung bis auf annähernd 1 cm Schlagweite die electrische Ablenkung 15 mm, wenn sie bei ungeladenem Condensator unter sonst gleichen Umständen 10 mm beträgt. Damit ist auch die Veränderung der electrischen Ablenkbarkeit erwiesen und gezeigt, dass Sinn und Grössenordnung der Veränderung der Erwartung entspreche.

Kiel, im April 1898.

(Eingegangen 1. Mai 1898.)

4. *Dunkler Kathodenraum; von A. Wehnelt.*

I. Bedeutung des dunklen Kathodenraumes für die Vorgänge der Entladung.

1. Einleitung.

Während durch zahlreiche Untersuchungen die Eigenschaften des positiven Lichtes, des Glimmlichtes und der Kathodenstrahlen eingehend erforscht sind, fehlen derartige Untersuchungen über den dunklen Kathodenraum, das von Hrn. Goldstein als zweite Kathodenschicht bezeichnete Gebilde, noch in mancher Hinsicht, trotzdem derselbe bei dem Vorgange der Entladung eine ganz hervorragende Rolle spielt. Die grundlegenden Untersuchungen von Hrn. W. Hittorf[1]) haben ergeben, dass an der Kathode ein grosser Uebergangswiderstand besteht. Die Herren A. Schuster, E. Warburg u. a. haben das Kathodengefälle genauer untersucht. Versuche von Hrn. E. Wiedemann[2]) haben gezeigt, dass sobald eine bis auf die Spitze mit Glas isolirte Anode oder die Mündung einer Glasröhre[3]), an deren anderem Ende sich die Anode befindet, in den um eine kreisförmige Platte entstehenden dunklen Kathodenraum eingeführt wird, das Entladungspotential sehr hoch steigt. An Stelle der stetigen Entladung treten einzelne Funken.

Nach diesen Untersuchungen setzen diejenigen Stellen der Entladungsröhren, denen bei der Entladung selbst *der dunkle Kathodenraum entspricht, dem Austritt der positiven Electricität d. h. der Ausbildung der positiven Entladung einen sehr grossen Widerstand entgegen*, mag dieselbe durch die metallische Anode oder durch die positive, leuchtende Gassäule zugeführt werden.

Zur Beurtheilung der Wirkungsweise des dunklen Raumes musste untersucht werden, ob der Widerstand in ihm dem-

1) W. Hittorf, Pogg. Ann. **136.** p. 1 u. 197. 1869; Wied. Ann. **20.** p. 705. 1884; **21.** p. 95. 1884.

2) E. Wiedemann, Wied. Ann. **20.** p. 767. 1883.

3) E. Wiedemann, Wied. Ann. **63.** p. 242. 1897.

jenigen entspricht, wie ihn ein *Dielectricum* darbietet, in welchem die Entladungen in Form von schnell gedämpften Funken ablaufen, oder demjenigen eines sehr *schlechten Leiters*. Untersuchungen der Herren E. Wiedemann und G. C. Schmidt[1]) haben nun ergeben, dass, während die leuchtende Gassäule in hohem Grade befähigt ist, die von dem Endcondensator eines Lecher'schen Drahtsystemes ausgehenden Schwingungen aufzunehmen, der dunkle Kathodenraum nur eine geringe solche Wirkung zeigt.

Diese Versuche deuten darauf hin, dass der dunkle Kathodenraum sich wie ein Dielectricum verhält, und dass daher, falls man unter geeigneten Versuchsbedingungen eine Entladung durch den dunklen Raum erzwingt, die Entladung einen *disruptiven Charakter* wie in Paraffinöl etc. annehmen muss.

Als Reagenz auf die Natur dieser Entladungen diente mir die Eigenschaft schnell gedämpfter Entladungen, sei es, eine Frittröhre[2]) *zu beeinflussen, sei es, in einem Lecher'schen Drahtsysteme schwach gedämpfte Resonanzschwingungen zu erregen.*

2. Versuchsanordnung.

a) Entladungsröhren.

Die Entladungsröhren hatten die im einzelnen später angegebene Form. Die Electroden derselben waren stets aus Aluminium hergestellt. Die Röhren waren grösstentheils mittels

An den weiten Schliff s konnten beliebig geformte Röhren angeschmolzen werden. An den Schliff s war nach abwärts ein 90 cm langes Glasrohr γ_2 von 1,5 cm Durchmesser angesetzt; durch p stand es mit der Quecksilberpumpe in Verbindung. Das abwärts führende Rohr tauchte in ein Gefäss G mit Quecksilber. So konnte eine, an einem langen U-förmig gebogenen Rohr γ_1 befindliche Electrode K um eine beliebige Strecke auf und ab geschoben werden. Die Zuleitung zur Electrode geschah durch den bei D eingeschmolzenen Platindraht. Die Verschiebungen der Electrode K resp. die Abstände derselben von der durch g eingeführten Electrode und die Ausdehnung des dunklen Raumes wurden an einer an der Aussenwand des Rohres befestigten Papierscala abgelesen.

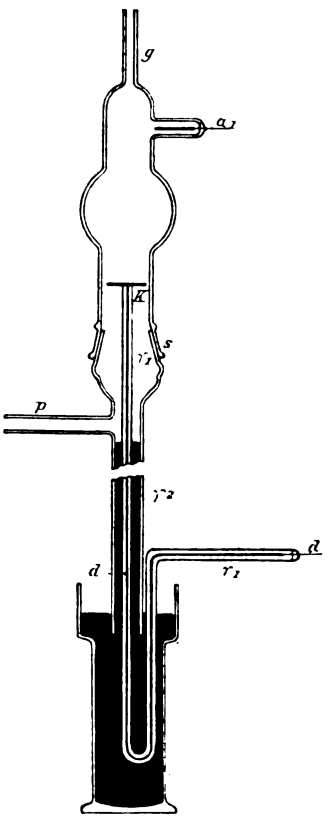


Fig. 1.

b) Pumpen und Manometer.

Zur Evacuation diente theils eine kleine Quecksilberluftpumpe nach Spiess[1]), theils eine solche nach Raps.[2]) Der Druck wurde in allen Fällen mittels eines stets mit der Pumpe verbundenen MacLeod'schen Manometers gemessen.

c) Stromquellen.

Als Stromquelle diente gewöhnlich, wenn nichts besonderes bemerkt ist, eine 20plattige Influenzmaschine[3]), die die Resonanz-

1) P. Spiess, Zeitschr. f. d. phys. u. chem. Unterr. 8. p. 363. 1895.

2) Raps, Wied. Ann. 43. p. 629. 1891 u. Zeitschr. f. Instrumentenk. 1891. p. 256.

3) Dieselbe gehört Herrn E. Wiedemann und war von ihm aus Mitteln des Elisabeth Thompson-Fond angeschafft worden.

erscheinungen besonders rein zeigte, oder, falls grössere Entladungspotentiale erforderlich waren, ein Inductionsapparat[1]) für 30 cm Funkenlänge, betrieben mittels Deprezunterbrechers. In einem Falle wurde auch ein Kontrollversuch mit einem Hochspannungsaccumulator nach Zehnder von 1000 Zellen angestellt.

d) Nachweis der Wellen.

1) Als Indicator für das Auftreten der kurz abgerissenen disruptiven Entladungen diente die Branly'sche Frittröhre in der ihr von Marconi gegebenen Form; in einem Falle auch ein Empfänger bestehend aus zwei Stahlnadeln, auf denen lose eine dritte auflag. Diese Empfänger waren mit einem Galvanometer in den Stromkreis einer Thermosäule eingeschaltet. Dieselbe empfiehlt sich als Stromquelle einmal wegen der geringen Intensität der Ströme und dann weil sich durch Aenderung der Entfernung zwischen Thermosäule und Wärmequelle, der Ausschlag im Galvanometer leicht auf eine beliebige, geeignete Grösse bringen lässt. Um nicht durch die bei mangelhaftem Contact auftretenden Fünkchen und die dadurch hervorgerufenen disruptiven schnell gedämpften Entladungen getäuscht zu werden, war bei diesen, wie bei allen folgenden Versuchen, besondere Sorgfalt auf die Herstellung guter metallischer Contacte an allen Verbindungsstellen verwendet worden.

Sämmtliche Contacte wurden entweder durch Quecksilbernäpfchen oder durch fest angezogene Klemmschrauben hergestellt und nicht, wie es häufig beim Arbeiten mit Entladungs-

gehenden Wellen sehr erschwerte, sogar mitunter unmöglich machte. Die jetzt noch von der Maschine zur Frittröhre gelangenden Wellen gaben nur einen sehr geringen und constanten Ausschlag am Galvanometer, sodass der Augenblick des Auftretens von Wellen im Entladungsrohr scharf festgestellt werden konnte. Zugleich erleichterten die Widerstände eine genauere Ablesung der Entladungspotentiale am Electrometer infolge des langsameren Zuströmens der Electricität zu demselben.

Bei einem Teil der Versuche wurden die zu untersuchenden Röhren statt der primären Funkenstrecke in ein Lecher'sches Drahtsystem eingeschaltet. Letzteres entsprach im wesentlichen der von den Herren H. Ebert und E. Wiedemann [1]) angegebenen Form. Die primären Condensatoren, deren Capacität beliebig geändert werden konnte, bestanden aus quadratischen Zinkplatten von je 30 cm Seitenlänge. Die Drahtlänge des Lecher'schen Systems betrug 600 cm, der Abstand der Drähte 30 cm. An den Enden der Drähte befand sich ein Condensator mit runden Platten von 20 cm Durchmesser, deren Abstand beliebig geändert werden konnte. An diesen Condensator wurden die von den Herren H. Ebert und E. Wiedemann in ihren Arbeiten beschriebenen empfindlichen electrodenlosen Röhren als Indicatoren etwaiger auftretender Resonanz angelegt.

e) Potentialmessungen.

Zur Messung der Potentiale diente theils ein Righi'sches Elektrometer theils ein Funkenmikrometer mit Kugeln von 1,0 cm Radius. Zur Berechnung der Entladungspotentiale mittelst letzterem wurde die von Heydweiller (Hülfsbuch für die Ausführung electrischer Messungen) angegebene Tabelle Nr. 13 (Funkenpotentiale bei gleichen Kugelelectroden; $r = 1{,}0$ cm nach Czermak, Freyberg, Paschen, Quincke) benutzt.

3. Einfluss des dunklen Kathodenraumes an metallischen Kathoden.

a) Versuche, bei denen durch Evacuation der dunkle Raum der Anode genähert wurde.

Die im Folgenden beschriebenen Versuche haben ergeben, dass, *sobald der positiven Entladung der Weg zum Glimmlicht*

1) H. Ebert u. E. Wiedemann, Wied. Ann. **48**. p. 49 ff. 1893.

durch den dunklen Raum abgeschnitten ist, die Entladungen disruptiv und schnell gedämpft sind, der dunkle Raum sich also wie ein vollkommenes Dielectricum verhält.

1. *Vorversuch mit dem Stahlnadelempfänger* (vgl. p. 6). Um zu untersuchen, ob überhaupt schnell gedämpfte Entladungen in Entladungsröhren zu erhalten sind, benutzte ich ein cylindrisches Rohr von 10 mm lichter Weite mit zwei kreisförmigen, den Querschnitt des Rohres fast ausfüllenden Aluminiumelectroden (Fig. 2). Der Abstand der Electroden betrug ca. 2 cm.

Der Versuch ergab, *dass bei geringer Evacuation keine die Frittröhre erregenden Wellen ausgesandt wurden, dass aber bei starker Evacuation dann, wenn der dunkle Raum die Anode völlig umhüllte, eine ganz andere Form der Entladung auftrat, indem starke electrische Wellen von dem Rohre ausgingen*, die durch einen Ausschlag des Galvanometers selbst dann noch bemerk-

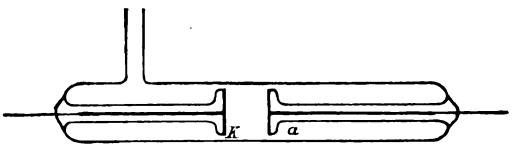
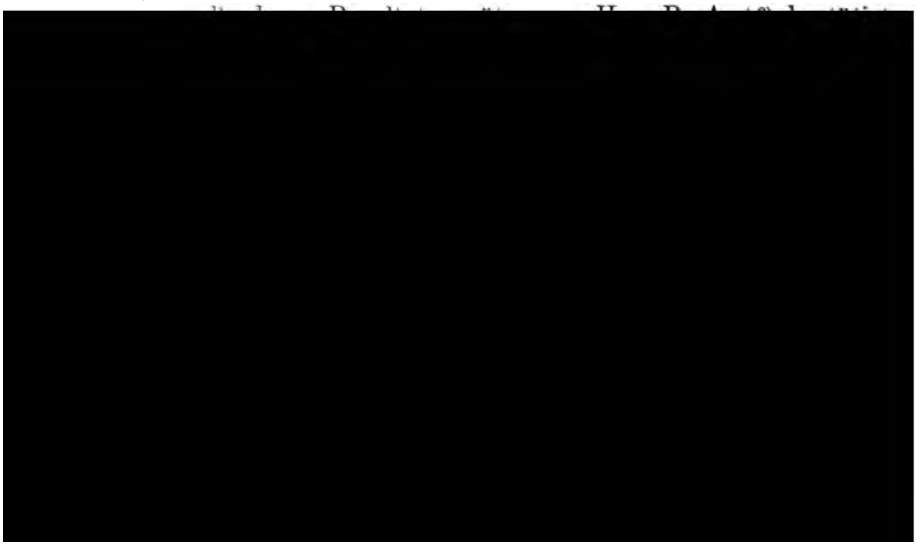


Fig. 2.

bar waren, wenn der Empfänger 5 m von der Röhre entfernt war.

2. *Verfahren unter Benutzung des Lecher'schen Drahtsystems* (vgl. p. 512). Die Herren H. Ebert und E. Wiede-



Ich habe geprüft, ob die bei meinem ersten Versuche benutzte Röhre (Fig. 2) statt der primären Funkenstrecke in ein Lecher'sches Drahtsystem eingeschaltet, bei genügender Evacuation eine kräftige Resonanz und dadurch ein Ansprechen einer Entladungsröhre am Endcondensator herbeiführen würde.

In der That sprach am Endcondensator eine electrodenlose Röhre an, wenn statt der primären Funkenstrecke das Entladungsrohr eingeschaltet wurde, sowie soweit evacuirt war, dass der dunkle Raum die Anode umhüllte.

Um aber festzustellen, dass *stets, wenn die positive Entladung durch den dunklen Raum zum Glimmlicht geht, solche*

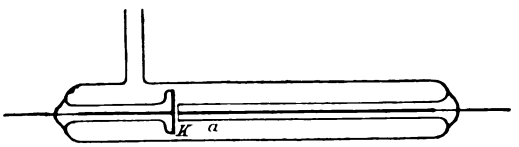


Fig. 3.

disruptiven schnell gedämpften Entladungen auftreten, wurden folgende Versuche angestellt.

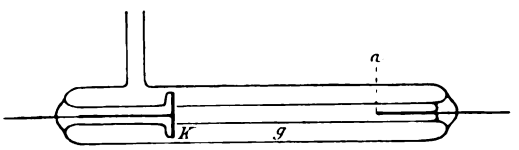
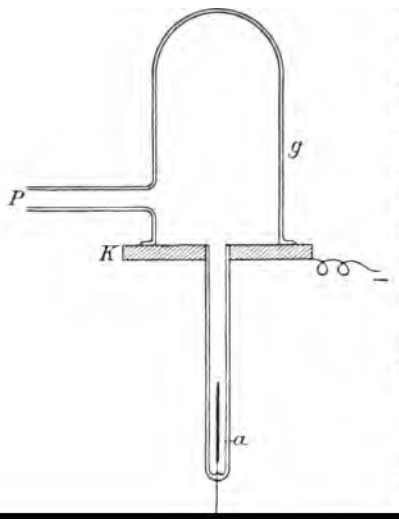


Fig. 4.

a) Zunächst wurde die Anode *a* (Fig. 3), die aus einem *bis zum Ende in einer Glasröhre steckenden Aluminiumdrahte* bestand, bis auf ungefähr 0,2 mm der scheibenförmigen Kathode *K* genähert. Schon bei einem Druck $p = 0{,}1$ mm Quecksilbersäule und einem Entladungspotentiale von 5000 Volt trat eine ausserordentlich reine und kräftige Resonanz im Drahtsysteme auf. Wurde die Anode *nicht bis zur Spitze in Glas eingehüllt*, sondern blieb sie auf eine Länge von ungefähr 5 mm frei, so trat die Erscheinung der disruptiven, schnell gedämpften Entladung erst sehr viel später bei $p = 0{,}03$ mm Hg auf, wobei auch das Entladungspotential wuchs und zwar bis auf 15000 Volt.

b) Es wurde eine Röhre untersucht, in der die *positive Entladung durch ein längeres Glasrohr*[1]) in den dunklen Raum eingeführt wurde. Die Röhre (Fig. 4) besass eine kreisförmige Kathode *K*. Die kurze Anode aus Aluminiumdraht befand sich am Ende einer ungefähr 10 cm langen Glasröhre *g* von 3 mm innerem Durchmesser, deren Ende wieder bis auf 0,2 mm der Kathode genähert war. Die disruptive schnell gedämpfte Entladung trat hier bei $p = 0{,}2$ mm und einem Entladungspotential von 13000 Volt ein.

Wurde die Mündung der Glasröhre zu einer engen Spitze ausgezogen, so trat die typische Entladung schon bei $p = 0{,}3$ mm Hg ein, das Entladungspotential betrug 6500 Volt. Ein vorzüglicher Beweis dafür, dass nur dadurch, dass der dunkle Raum die Mündung der die positive Entladung zuführenden Röhre verschliesst, die disruptive schnellgedämpfteEntladungsform eintritt, ergab sich aus Folgendem.



An der Anode schlug plötzlich bei *a* (Fig. 4) die Entladung die Glasröhre durch,

Glasrohr *g* war auf der anderen Seite durch eine aufgekittete Aluminiumplatte *K* verschlossen. Letztere diente als Kathode. In eine Durchbohrung in der Mitte derselben war eine enge Glasröhre gekittet, die am Ende eine eingeschmolzene Anode *a* enthielt. Durch diese Anordnung wurde erreicht, dass schon bei relativ hohen Drucken die disruptiven schnell gedämpften Entladungen eintraten.

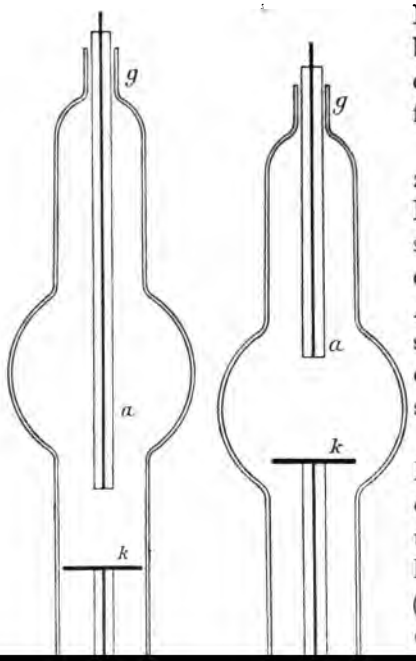
Bemerkung. Zum Beweise, dass nicht etwa nur durch ein *besonders hohes Ansteigen des Entladungspotentiales* die Resonanzerscheinungen veranlasst werden, wurden zwei Röhren benutzt, die bei gänzlich verschiedener Form (die eine entsprach der Fig. 3, die andere einer Geisler'schen Röhre, wie sie zur Spectralanalyse gebraucht werden, nur betrug die Länge der Capillare 75 cm), bei einem gleichen Drucke von 0,24 mm Hg dasselbe Entladungspotential, nämlich 10000 Volt besassen. Es zeigte sich, dass man mit der ersteren Röhre vorzügliche Resonanz erhielt, während bei der zweiten Röhre nicht das geringste Anzeichen einer solchen zu erkennen war.

b) Versuche, bei denen Anode und Kathode mechanisch genähert wurden.

Bei den bisher benutzten Röhren wurde durch allmähliches Auspumpen der dunkle Raum solange vergrössert bis er die Anode einschloss und dadurch die abgerissenen disruptiven Entladungen auftraten. Bei den folgenden Versuchen wurde ein Rohr mit beweglicher Kathode benutzt. Dasselbe gestattete bei gleich bleibendem Drucke ein mechanisches Vorschieben des dunklen Raumes und dadurch eine viel sicherere Beobachtung und auch einwandfreiere Prüfung obiger Annahme, dass der dunkle Raum dielectrische Eigenschaften hat. Das Rohr (Fig. 1) war cylindrisch mit einer kugelförmigen Erweiterung in der Mitte. Die beiden cylindrischen Theile mit gleichem Durchmesser von 3 cm waren je 15 cm lang. Die Erweiterung hatte 6 cm Durchmesser. *a* ist eine seitwärts eingeschmolzene Hülfselectrode. In das kurze Ansatzrohr *g* wurden verschiedene Electroden eingekittet. Zunächst wurde als Anode ein bis zur Spitze in Glas befindlicher Aluminiumdraht benutzt.

Der Gang der Messungen war folgender:

Bei einem grösseren Abstande der Electroden wurde das Rohr ausgepumpt, bis der dunkle Raum die gewünschte Länge hatte, worauf an dem Manometer der Druck abgelesen wurde. Derselbe blieb während einer Messung genügend constant, da das Rohr stets mit der Pumpe, dem Manometer und ausserdem noch mit einer stets gleichzeitig mit ausgepumpten grossen Flasche von 1 Liter Inhalt verbunden blieb. Hierauf wurde die bewegliche Electrode der feststehenden genähert. Bei verschiedenen Abständen zwischen a und k wurde das Entladungspotential gemessen. Das aus dem Ansprechen der Frittröhre sich ergebende Auftreten der disruptiven schnell gedämpften Entladungen ist in den Tabellen besonders durch ein * angedeutet.



Es wurde eine Reihe Messungen in dem unteren cylindrischen Theile (Fig. 6) und eine zweite in dem mittleren kugelförmigen Theile (Fig. 7) ausgeführt. Die erste dieser Messungsreihen

Electroden. V_{sp} das Entladungspotential, wenn der Strom von Spitze zu Platte, d. h. also bei Spitzenstellung, V_{pl} das-

Tabelle I.

Druck = 0,1 mm Hg.

Ausdehnung des dunklen Raumes = 15 mm.

l	V_{sp}	V_{pl}	V_{sp} / l	V_{pl} / l
49	550	1580*	11,23	31,6
38	550	1700*	14,5	42,5
30	550	1700*	18,3	56,7
20	630	1580*	31,5	79
15	780	1500*	52	100
10	950	1450*	95	145
5	1480	1480	296	296
4	1840*	2120	460	530
3	2550*	3460*	850	1153
2	4060*	6330*	1030	3165
1	8550*	6560*	8550	6560

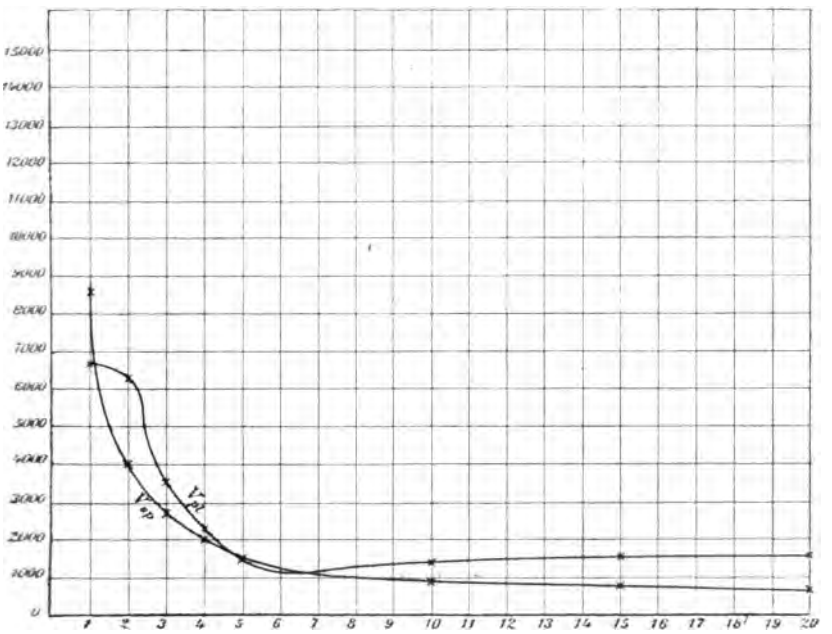


Fig. 8.

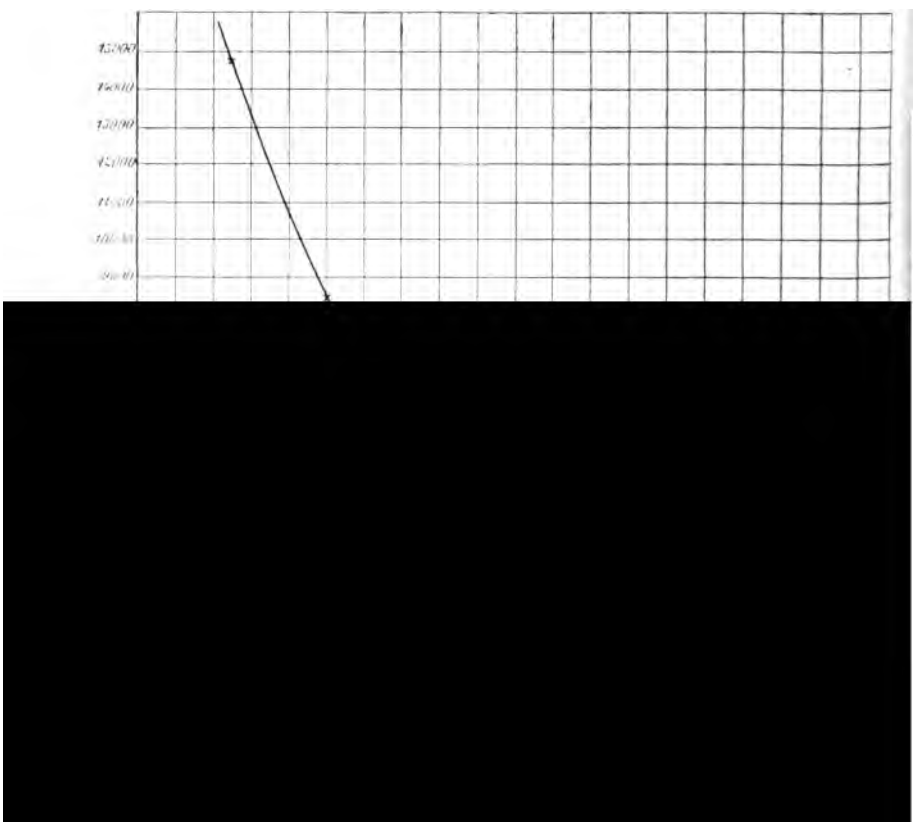
jenige, wenn er von Platte zur Spitze geht, d. h. also bei Plattenstellung.[1]) Die Quotienten V_{sp}/l und V_{pl}/l bedeuten die Festigkeit des dunklen Raumes bei Spitzen- und bei Plattenstellung oder mit anderen Worten die mittleren Potentialgradienten.

Tabelle II.

Druck = 0,045 mm.

Ausdehnung des dunklen Raumes = 28 mm.

l	V_{sp}	V_{pl}	V_{sp}/l	V_{pl}/l
50	1000	3160*	20	63,2
40	1040	3000*	26	75
30	1040	2830*	31,3	94,3
20	1130	2730*	56,5	136,5
15	1730*	2550*	115,4	170
10	3080*	3670*	308	367
5	8600*	5560*	1720	1112
2,5	14780*	6700*	5912	2680



Tab. I—III sind im engen cylindrischen Theile, Fig. 6, Tab. IV im mittleren kugelförmigen Theile, Fig. 7, aufgenommen. Die Resultate jeder Tabelle sind ferner als Curven gezeichnet und befinden sich unter jeder zugehörigen Tabelle (Fig. 8—11). Dabei ist l Abscisse und V_{sp} bez. V_{pl} Ordinate.

Eine Wiederholung der Versuche unter Anwendung einer *Accumulatorenbatterie* von 2000 Volt Spannung bestätigte die

Tabelle III.

Druck = 0,025 mm.

Ausdehnung des dunklen Raumes = 42 mm.

l	V_{sp}	V_{pl}	V_{sp}/l	V_{pl}/l
50	1730	4800*	34,6	96
40	1870	4360*	41,75	109
30	2000*	4000*	66,7	133,3
20	4000*	5100*	200	255
15	6330*	6630*	422	442
12,5	8550*	7750*	684	620
10	12800*	8950*	1280	895

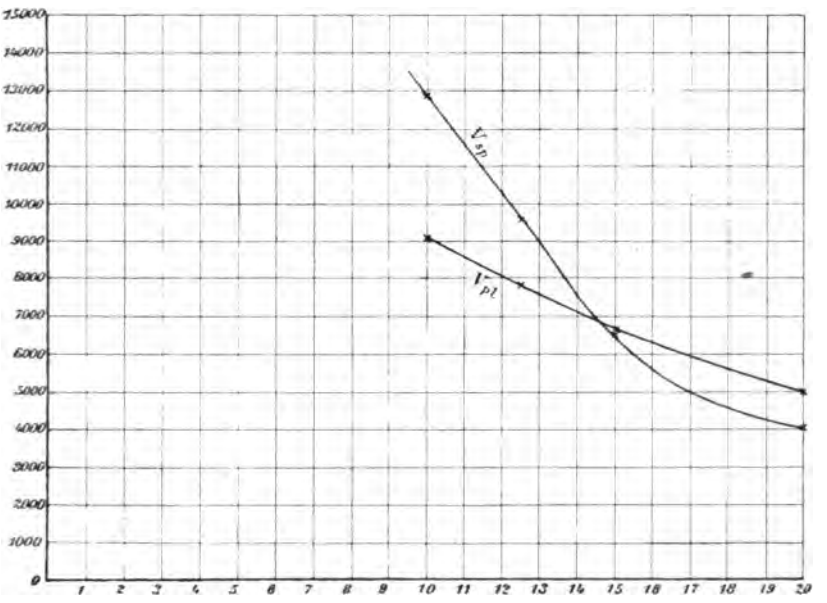


Fig. 10.

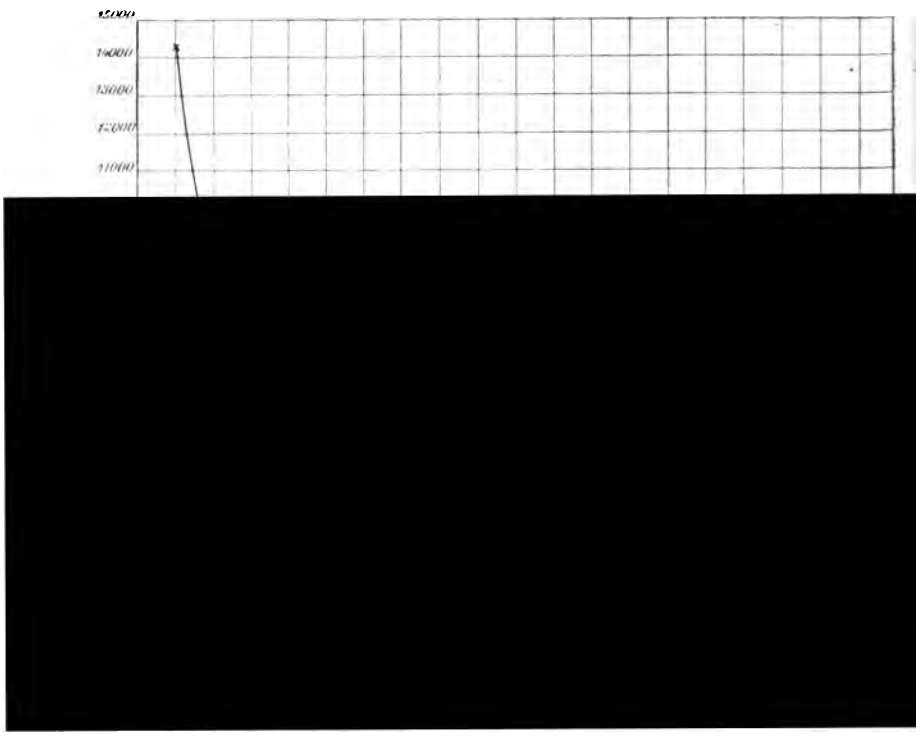
mit der Influenzmaschine erhaltenen Resultate in jeder Hinsicht. Erreichte bei Annäherung beider Electroden der dunkle Raum die Anode, so bog das positive Licht, indem es die Grenze des dunklen Raumes etwas eindrückte, nach rück-

Tabelle IV.

Druck = 0,042 mm.

Ausdehnung des dunklen Raumes = 25 mm.

l	V_{sp}	V_{pl}	V_{sp}/l	V_{pl}/l
50	320	2830*	6,4	56,6
40	450	3000*	11,25	75
30	550	3000*	18,3	100
20	550	2830*	27,5	141,5
15	700*	2830*	47	190
10	1420*	3160*	142	316
5	3160*	5750*	632	1150
3	8370*	5920*	2790	1973
2	8660*	5920*	4330	2960
1	14140*	6090*	14140	6090



wärts um, bis die Entladung bei noch weiterer Annäherung der Electroden, der zu geringen verfügbaren Spannung wegen vollkommen aussetzte. Die Umkehr der Ventilwirkung trat auch hier deutlich hervor.

Aus den Zahlen der obigen Tabellen, sowie den zugehörigen Curven lässt sich nun eine Reihe von Schlüssen ziehen:

I. Der Strom geht von Spitze zu Platte.

a) Bei Annäherung sinkt das Entladungspotential gleichmässig, da der Widerstand im Rohre sinkt, bis

b) der dunkle Kathodenraum die Anode erreicht. Von hier an steigt das Entladungspotential, da das positive Licht sich jetzt umbiegen muss, um sich mit dem Glimmlicht zu vereinigen, und so einen längeren Weg zurückzulegen hat.

c) Das zuerst die Mitte der Platte kreisförmig bedeckende Kathodenstrahlenbündel wird bei Annäherung der Anode, durch die sich an der die Anode umhüllenden Glasröhre ausbildenden, secundären, dunklen Räume beeinflusst und von der Mitte aus ringförmig auseinander gedrängt. Die Kathodenstrahlen treffen daher die Anode nicht, bilden somit auch keine leitende Bahn für den Strom.[1])

d) Dringt die Anode noch tiefer in den dunklen Kathodenraum ein, so setzt letzterer der positiven Entladung einen so grossen Widerstand entgegen, dass die bisher stetige Entladung in die Form der disruptiven schnell gedämpften Entladung übergeht. Das Potential steigt hierbei ausserordentlich.

II. Der Strom geht von Platte zu Spitze.

a) Die Entladungen haben von Anfang an einen unsteten Charakter. Es gehen fast stets starke Wellen vom Rohr aus. Der Grund hiervon liegt wohl in der zu kleinen Oberfläche der Kathode. Die durch die grosse Anode zugeführten Electricitätsmengen können nicht genügend schnell durch den dunklen Raum zur Kathode abfliessen und geben daher gewissermassen zu Stauungen Veranlassung. Das Potential sinkt zuerst entsprechend der Verringerung des Widerstandes.

b) Erreicht der in diesem Falle bedeutend kleinere dunkle

1) Vgl. hiermit eine demnächst von Hrn. E. Wiedemann und mir erscheinende Abhandlung.

Raum die Anode, so findet auch hier ein wenngleich geringeres Anwachsen des Potentiales statt.

c) Die von der Spitze ausgehenden Kathodenstrahlen treffen stets die Platte, wodurch ständig eine leitende Verbindung zwischen den Electroden aufrecht erhalten bleibt.

d) Es findet bei grösserer Annäherung ein allmähliches Ansteigen des Entladungspotentiales statt und nicht wie bei I *d* ein plötzliches.

III. Die Festigkeit des dunklen Raumes bez. der Potentialgradient in demselben nimmt mit Annäherung der Anode an die Kathode stark zu, und bleibt nicht wie man eigentlich erwarten sollte, constant.

IV. Aus diesen Betrachtungen und aus der Wechselwirkung zwischen Anode und Kathode ergiebt sich auch die Erklärung der von Hrn. Hagenbach behandelten Umkehr der Ventilwirkung in Entladungsröhren. Er findet: Bei sehr niederen Drucken geht die Entladung leichter von Platte zu Spitze, bei mittleren Drucken hingegen leichter von Spitze zu Platte.

Ich habe die Versuche mit den von Hrn. Hagenbach angegebenen Röhren wiederholt. Statt des Inductoriums, welches das Vacuum sehr schnell verschlechtert, benutzte ich die 20 plattige Influenzmaschine. Hierdurch wurde eine bequemere Beobachtung als auch Messung der Erscheinungen erreicht, da die kleinen Energiemengen der Influenzmaschine das Vacuum nur in geringem Maasse beeinflussten. Ich muss

thodenstrahlen treffen stets die Platte und stellen eine leitende Verbindung her, während im umgekehrten Falle der von der Platte ausgehende dunkle Raum die Anode völlig umhüllt und dadurch den Stromdurchgang ausserordentlich erschwert.

2. *Mittlerer Druck.* Der Strom geht leichter von Spitze zu Platte, denn der an der Platte sich bildende dunkle Raum ist klein und erreicht die Anode nicht. Das positive Licht kann sich daher leicht mit dem Glimmlicht vereinigen, während im umgekehrten Falle die kleine Kathode die reichlich durch die Platte zuströmende Electricität nicht genügend schnell ableiten kann, wodurch der Widerstand der Röhre sich vergrössert.

Bei diesen Versuchen mit constantem Abstande der Electroden dehnt sich der dunkle Kathodenraum bei Veränderung der Evacuation soweit aus, bis er die Anode umhüllt, und dadurch eine Umkehr der Ventilwirkung eintritt. Bei den oben beschriebenen Versuchen mit der beweglichen Electrode hingegen war der Druck constant, d. h. Ausdehnung des dunklen Kathodenraumes constant. Die Anode wurde mechanisch durch Veränderung des Electrodenabstandes in den dunklen Raum eingeführt.

Das Ueberwiegen der Plattenstellung bei sehr niederen Drucken entspricht bei diesen Versuchen also einem sehr geringen Abstande der Electroden. Das Ueberwiegen der Spitzenstellung bei mittlerem Druck hingegen einem grossen Abstande der Electroden bei gleichem Druck, d. h. gleicher Ausdehnung des dunklen Raumes. Die aus den Tabellen gezogenen unter I und II angeführten Schlussfolgerungen erklären demgemäss vollkommen die Umkehr der Ventilwirkungen.

Zur Erläuterung des hohen Uebergangswiderstandes an der Kathode, wenn die Anode in den dunklen Raum eintaucht, können zwei Versuche von Hrn. E. Wiedemann[1]) und Hrn. W. Hittorf[2]) dienen, von denen besonders der erstere charakteristisch ist.

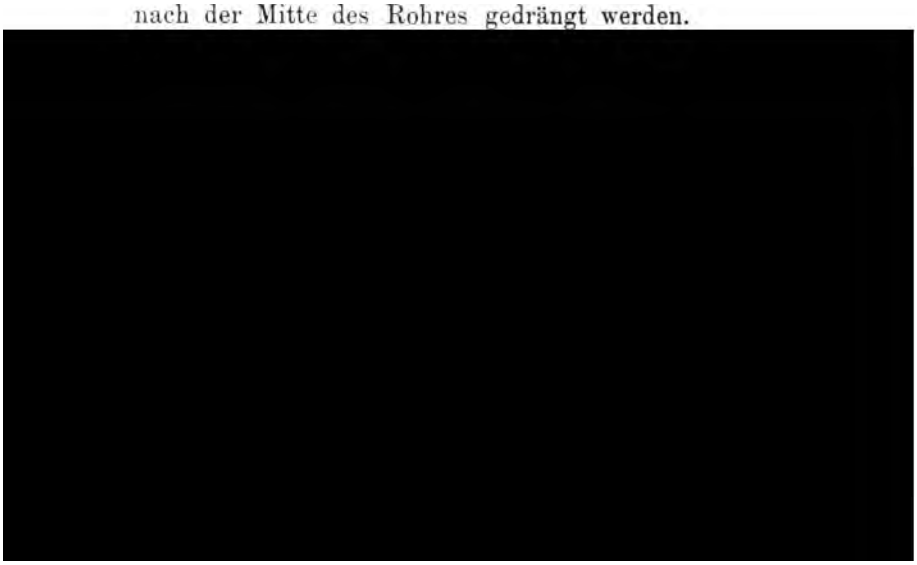
Hr. E. Wiedemann schaltete *zwei gleich lange* und *gleich weite* cylindrische Röhren, *die mit zwei Schliffen an*

1) E. Wiedemann, Wied. Ann. 20. p. 796. 1883.
2) W. Hittorf, Wied. Ann. 21. p. 95. 96. 1884.

die Pumpe gesetzt, gleichzeitig evacuirt werden konnten, parallel in den Stromkreis einer Influenzmaschine. Beide Röhren enthielten axial angebrachte drahtförmige Electroden, die bis zur Spitze mit Glas umgeben waren. Die Electroden der einen Röhre waren sehr nahe aneinander, während sie bei der zweiten weit voneinander entfernt waren. Bei hohem Druck ging die Entladung nur durch das erste Rohr mit geringem Abstand der Electroden, bei geringem Druck nur durch das zweite Rohr mit grossem Abstand der Electroden.

4. Einfluss der der Kathode benachbarten Glaswände auf die Form der Entladungen.

In den oben besprochenen Fällen beruht das Auftreten der abgerissenen disruptiven Entladungen darauf, dass, sei es die Anode selbst, sei es die positive Lichtsäule, in den dunklen Raum eingeführt wird. Man beobachtet aber das Auftreten eines sehr grossen Entladungspotentiales und von Entladungen von ganz demselben Aussehen, wie in dem obigen Fall auch in Röhren von *solcher Länge*, dass sicher nicht die Anode in den dunklen Raum der Kathode hineinragt. Es war zu untersuchen, ob auch hier dunkle Räume eine entsprechende Rolle wie im ersten Falle spielten. Herr E. Wiedemann [1]) hat darauf aufmerksam gemacht, dass dadurch dass die Glaswände in der Nähe der Kathode die Rolle von Kathoden übernehmen, die Kathodenstrahlen von denselben nach der Mitte des Rohres gedrängt werden.



gesetzt. Der Abstand der Electroden betrug 65 cm. Die kreisförmigen Electroden füllten in allen Röhren den Querschnitt vollkommen aus, ohne indess die Glaswandungen zu berühren. Durch einen Commutator konnten die drei Röhren nacheinander in den Stromkreis geschaltet werden.

Die nachstehende Tabelle giebt die Abhängigkeit der Dimensionen der Kathodenerscheinungen und des Entladungspotentiales von der Weite der Röhren und dem Druck, worüber soweit mir bekannt, noch keine Messungen vorliegen. Die Curve Fig. 12 zeigt die Abhängigkeit der Dicken der an der metallischen Kathode entstehenden dunklen Räume, Fig. 13 diejenige der Dicken der an den Glaswänden entstehenden secundären dunklen Räume vom Drucke in den drei Entladungsröhren. Die letzteren sind gleich der halben Differenz von dem Röhrendurchmesser und der Dicke des Kathodenstrahlenbündels. Die Curven sind nach den Zahlen der Tabellen gezeichnet.

Die mit einem Stern * versehenen Stellen bezeichnen, dass unter den betreffenden Versuchsbedingungen die ursprüngliche Entladungsform in die neue Form der kurz abgerissenen disruptiven Entladung überging.

Aus der umstehenden Tabelle geht hervor:

1. *Mit abnehmendem Drucke wachsen die dunklen Kathodenräume an der Kathode.*

Die Curve (Fig. 12) zeigt, dass die dunklen Räume bei höheren Drucken proportional der Abnahme des Druckes wachsen, jedoch bei niederen Drucken einige Zeit vor dem Eintreten der Funkenentladung schneller zunehmen, als der Druck sinkt. In den weiteren Röhren ist der dunkle Raum etwas grösser. Das Anwachsen desselben verläuft jedoch in allen Röhren analog.

2. *Das Kathodenstrahlenbündel wird mit abnehmendem Drucke immer schmaler; mit völligem Verschwinden desselben setzt die disruptive schnell gedämpfte Entladung ein.*

Zur Erklärung dieser Erscheinung kann man entweder annehmen, dass die bei dem Eintritt der positiven Entladung auf der ganzen Kathode entstehenden Bewegungen nach der Mitte zusammen gedrängt werden, oder aber, was wahrscheinlicher ist, dass die positive Entladung durch, an den Glaswänden ent-

Druck in mm Hg	Ausdehnung des dunklen Raumes in mm. Für die Durchmesser			Stärke des Kathodenstrahlenbündels in mm. Für die Durchmesser			Funkenp in V Für die Du	
$P =$	10 mm	20 mm	30 mm	10 mm	20 mm	30 mm	10 mm	20 n
0,65	1			10			2475	22
0,424	2	2,6		9	20		1575	13
0,28	3,2	4,4		8	18		1530	14
0,2	5,3	7,5	8	7	15,4	30	1665	10
0,164	7,1	8	10	5,7	14	26	1800	10
0,12	8,4	9,3	12	4,3	13	21	1665	9
0,063	10,2	12,9	13,7	3,8	12	19,1	1755	10
0,057	12,8	14	16,4	2,9	9,8	17,5	2916	10
0,055	—	17	20	2	8	15	4320	14
0,05	—	18,9	21,5	1,2	7,7	14,5	5220	13
0,034	—	21	23,6	1	6	12,8	8760	15
0,029	"	24,5	26	0,5—0	5,2	12	15300	20
0,026	"	27	33,2	—	3,4	9,1	21990	24
0,023	—	32	36	—	2,9	7,9	—	39
0,021	—	—	44	—	2	5	—	70
0,018	—	"	—	—	1,4—0	3,3	—	141
0,016	—	"	"	—	—	—	—	214

stehende, secundäre dunkle Räume zusammengedrängt, ihren Weg nur durch den in der Mitte noch freigelassenen Raum einschlägt, und daher die Kathodenstrahlen in der Mitte der Electroden austreten. Die Metallelectrode nebst der sie umgebenden Glaswand bilden dann gleichsam eine cylindrische

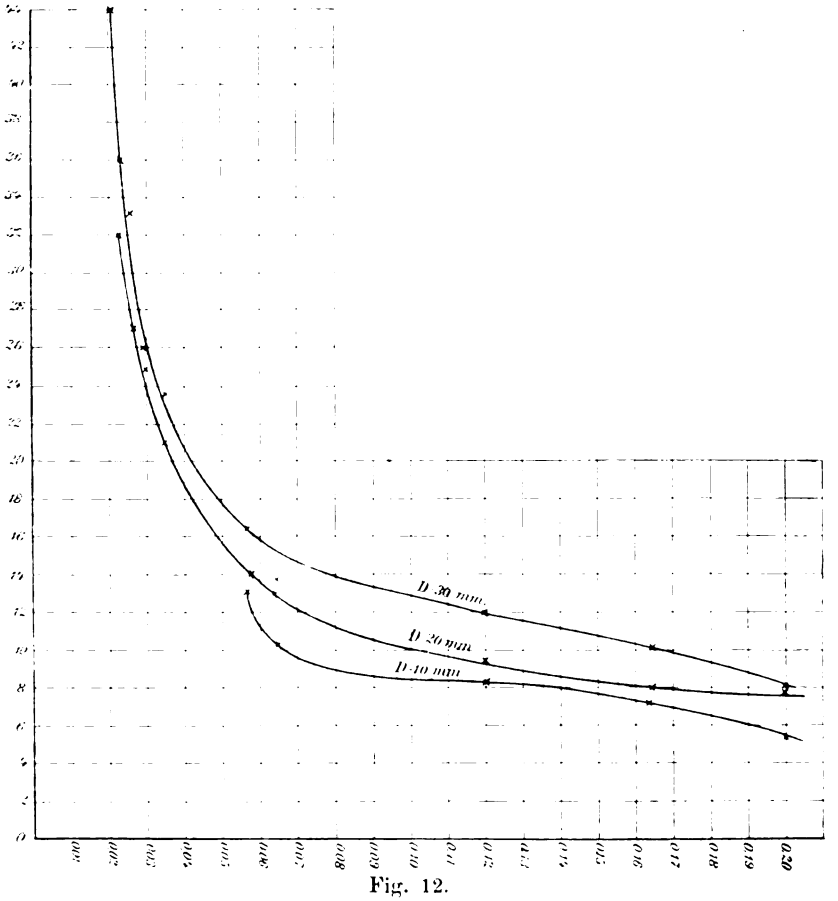


Fig. 12.

Hohlkathode. Dass die Richtung der Kathodenstrahlen die Richtung ist, in welcher die positive Entladung in die Kathode eintritt bez. die Potentialschwankungen stattfinden, ergiebt sich aus Versuchen von E. Wiedemann und G. C. Schmidt.[1])

1) E. Wiedemann u. G. C. Schmidt, Wied. Ann. **62.** p. 607 ff. 1897.

Wie oben bemerkt, ist die Ausdehnung der dunklen Kathoden**räume an der metallischen** Kathode in verschieden weiten **Röhren bei gleichem Drucke** von der Rohrweite abhängig. Dasselbe ist mit den secundären dunklen **Räumen der Fall**, sie wachsen mit dem Durchmesser des Rohres.

Die für die secundären dunklen Räume gezeichnete Curve (Fig. 13) zeigt, dass auch diese wie die eigentlichen dunklen Räume zuerst proportional der Druckerniedrigung wachsen und von demselben Drucke an schneller zu wachsen beginnen, bei

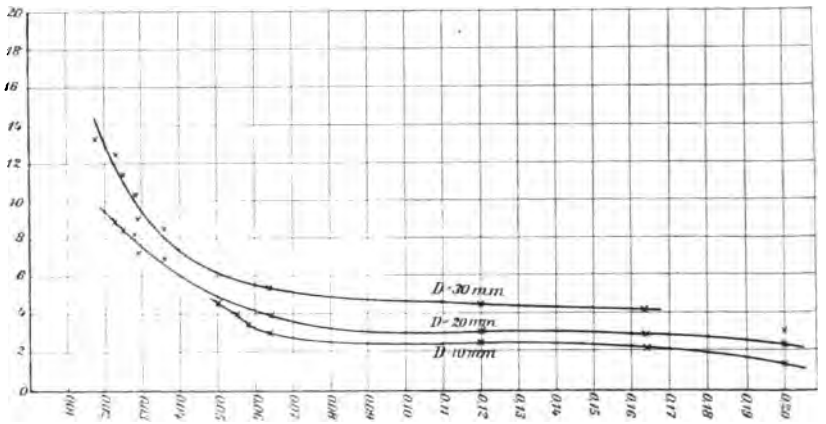
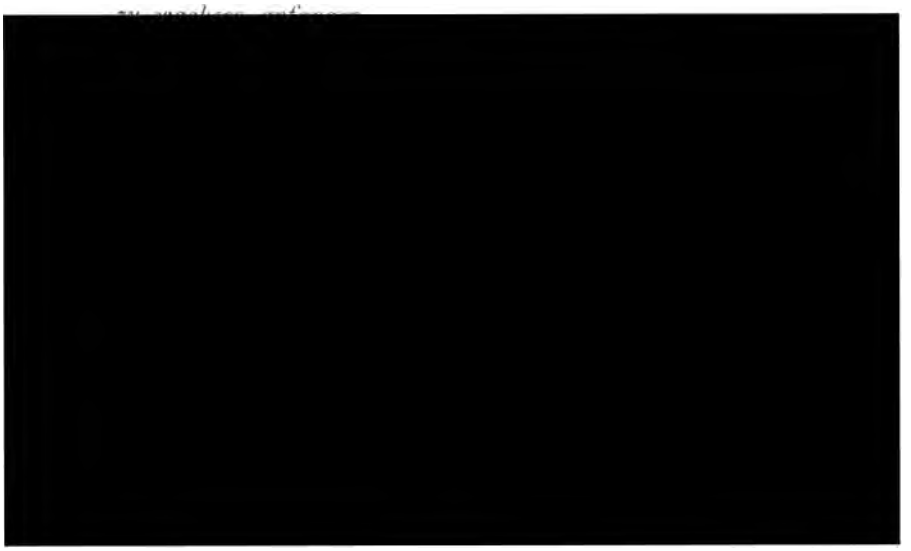


Fig. 13.

welchem auch die eigentlichen dunklen Kathodenräume schneller



Mittel, die gegenseitige Beeinflussung zweier dunkler Räume zu beobachten, bot die Anwendung einer beweglichen Electrode.

Die bewegliche Elektrode k war gleichzeitig mit einer bei g eingekitteten gleich grossen plattenförmigen Electrode k_1 (Fig. 14) mit dem negativen Pole der Influenzmaschine verbunden. Als Anode diente ein auf einen seitlichen kurzen Rohrstutzen aufgekittetes Aluminiumblech A.[1])

Bei grösserem gegenseitigen Abstand der Kathoden wurde das Rohr ausgepumpt, bis die dunklen Räume die gewünschte Grösse hatten, alsdann wurde die bewegliche Kathode k der feststehenden Kathode k_1 genähert und die dabei eintretende Zusammendrückung der dunklen Räume beobachtet.

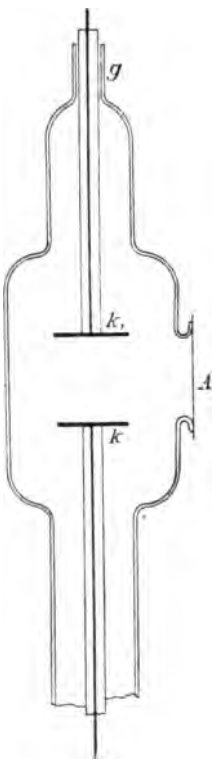


Fig. 14.

Es wurde eine Messungsreihe mit kleinen dunklen Räumen und eine zweite mit grösseren dunklen Räumen angestellt.

Bei diesen Versuchen treten folgende Erscheinungen auf: Bei sehr grossem gegenseitigen Abstand der Kathoden zog sich von der Anode her positives Licht in den Raum zwischen beide und floss dort gleichmässig in die beiden Glimmlichtschichten über. Wurden die Electroden genähert, so wurde das positive Licht herausgedrängt und lag als weisser Ring genau in der Mitte beider Kathoden dicht an der Glaswand. Näherte man die Kathoden noch weiter, so begannen die dunklen Räume sich gegenseitig zusammenzudrücken, bis bei noch grösserer Annäherung auch noch das Glimmlicht zur Seite herausgedrängt wurde, und sich die Summationsfläche ausbildete, welche, wie die genaue Beobachtung dieser Erscheinung zeigte, aus deflectirten und sich dadurch nach aussen drängenden Kathodenstrahlen besteht. Der hiermit eingetretene Zustand ist in den Tabellen mit einem * bezeichnet. Von diesem Augen-

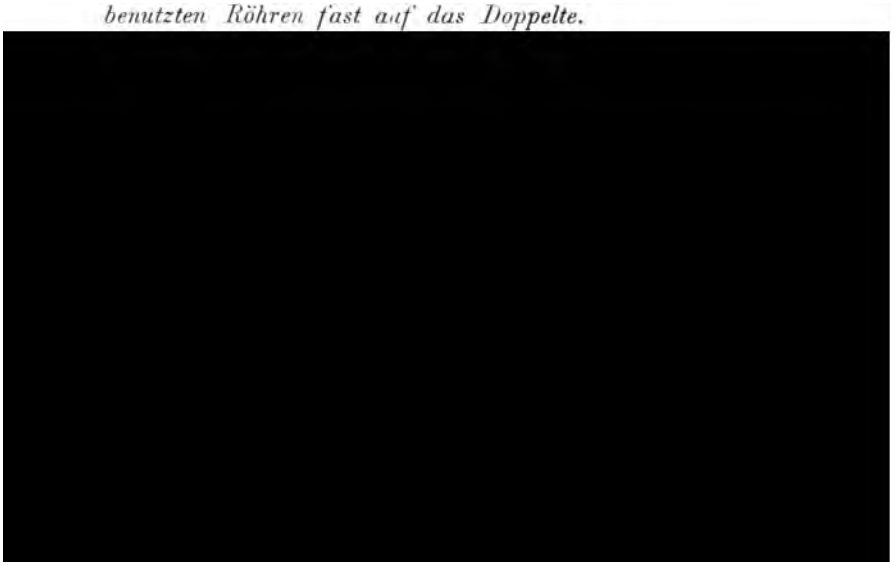
1) Einen ähnlichen Versuch hat, wie ich nachträglich gefunden, auch Hr. Tollenaar angestellt (Academisch Proefschrift, Amsterdam 1897).

blick an kann man natürlich keine Grenze mehr für die dunklen Räume angeben, da die scharf begrenzte Summationsfläche stets genau in der Mitte zwischen beiden Kathoden liegt.

I. Versuchsreihe. Druck = 0,19 mm Hg. Ausdehnung des unbeeinflussten dunklen Raumes = 12 mm.		II. Versuchsreihe. Druck = 0,037 mm Hg. Ausdehnung d. unbeeinflussten dunklen Raumes = 27 mm.
Abstand der Electroden in mm	Ausdehnung d. dunkel. Räume in mm	Ausdehnung der dunkelen Räume in mm
60	—	27
50	—	20
40	12	16
30	10	11
20	7	10*
15	6	—
10*	5*	5*
5*	2,5*	2,5*

3. *Je weiter die Röhre ist, um so niedriger ist bei demselben Druck das Entladungspotential. Ob dies im Zusammenhang mit dem grossen Querschnitt des Kathodenstrahlenbündels steht, ist wohl wahrscheinlich.*

4. *Mit dem Abschneiden des Kathodenstrahlenbündels und mit dem Eintreten der disruptiven Entladung tritt eine starke Erhöhung des Entladungspotentiales ein und zwar bei den von mir benutzten Röhren fast auf das Doppelte.*



des Querschnittes eines Kathodenstrahlenbündels bei Einwirkung eines Magneten haben E. Wiedemann und H. Ebert nachgewiesen.[1]) Durch die Wirkung des Magneten auf die Kathodenstrahlen kann das Entladungspotential sowohl herabgesetzt, als auch erhöht werden. Bei schwachem Magnetfeld ist das Kathodenstrahlenbündel abgelenkt, aber noch nicht vollkommen zur Seite gedrängt, dagegen ist sein Querschnitt stark vergrössert. Dadurch ist wohl das kleinere Potential bedingt. Bei starkem Magnetfeld sind die Kathodenstrahlen und das Glimmlicht ganz an die Seite gedrückt und die positive Säule

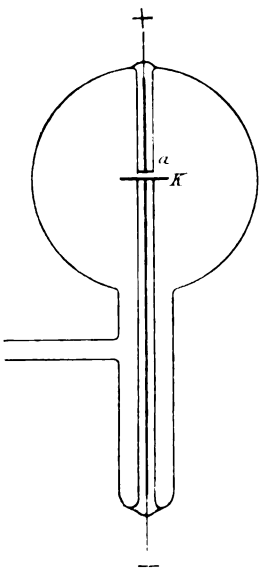


Fig. 15.

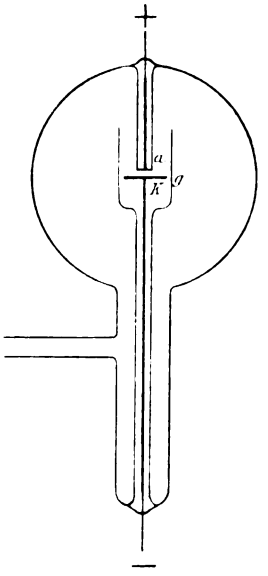


Fig. 16.

gelangt nicht zu den Stellen der Entladung, in denen sie ihren Ausgleich finden könnte.

Bemerkung. In allen den Fällen, wo die disruptive Entladung eintritt, zeigen sich an beiden Electroden der Röhre Kathodenerscheinungen, die disruptive Entladung regt das Rohr und die mit ihm verbundenen Theile zu Resonanzschwingungen an.

1) E. Wiedemann u. H. Ebert, Sitzungsber. der phys.-med. Soc. zu Erlangen, 14. Dec. 1891.

5. *Gleichzeitiger Einfluss der dunklen Räume an der metallischen Electrode und derjenigen an den Glaswänden.*

Weiter wurde noch der Einfluss des Zusammendrängens und schliesslichen Abschneidens der Kathodenstrahlen bei Röhren, bei denen die bis zur Spitze mit Glas umhüllte Anode in den dunklen Raum eingeführt wurde, untersucht.

a) Eine kugelförmige Röhre (Fig. 15 und 16) wurde einmal mit freistehender Kathode (Fig. 15), ein andermal mit einer von einer Glasröhre umgebenen Kathode (Fig. 16) untersucht. Die abgerissene disruptive Form der Entladung trat bei Röhre Fig. 15 bei einem Drucke $p = 0{,}04$ mm Hg und einem Entladungspotential $v = 14000$ Volt ein, während dieselbe Erscheinung in Röhre Fig. 16 durch frühzeitigeres Abschnüren der Kathodenstrahlen schon bei $p = 0{,}12$ mm Hg und $v = 10500$ Volt eintrat.

b) Ein ähnlicher Einfluss auf das frühzeitigere Eintreten

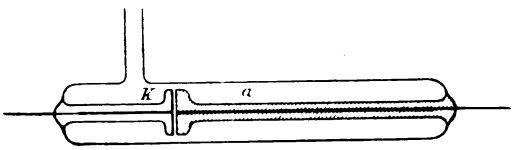


Fig. 17.

der kurz abgerissenen disruptiven Entladungen machte sich auch bei der in Fig. 2 abgebildeten Röhre bemerkbar, sobald das die Anode umhüllende Glasrohr an der Mündung derart verstärkt war, dass es den Querschnitt des Rohres fast aus-

Erweiterung eintrat, das Kathodenstrahlenbündel breiter und bedeckte, als die Kathode im Mittelpunkt der Kugel angelangt war, die ganze Platte. Schob man nun die Kathode noch höher in den oberen cylindrischen Theil hinein, so wurde das Kathodenstrahlenbündel sofort wieder bis auf 5 mm Dicke zusammengedrängt. Entsprechend dieser Veränderung des Kathodenstrahlenbündels veränderten sich auch die Entladungspotentiale und zwar betrugen dieselben:

1. Im unteren cylindrischen Theile 4700 Volt,
2. im mittleren kugelförmigen Theile 2100 Volt,
3. im oberen cylindrischen Theile 4500 Volt,

sodass auch *hier dem weiten Rohr und dem dickeren Kathodenstrahlenbündel das niedrige Potential entspricht.*

Das etwas geringere Entladungspotential im oberen, dem unteren im Durchmesser ganz gleichen cylindrischen Theile erklärt sich durch den geringeren Abstand zwischen Anode und Kathode in diesem Falle. Zog man die Kathode wieder zurück, so konnte man in umgekehrter Reihenfolge dieselben Erscheinungen beobachten.

Eine weitere Abänderung des Versuches bestand darin, dass das Rohr, während die Kathode im unteren cylindrischen Theile, stand soweit ausgepumpt wurde, bis die disruptive, schnell gedämpfte Form der Entladung eintrat. Brachte man nun die Kathode in den kugelförmigen Theil, so hörte sofort diese Entladungsform auf, während sie im oberen cylindrischen Theile sofort wieder auftrat.

Da die im Vorhergehenden behandelte Form der Entladung ganz den Charakter der Entladungen in Luft von normalem Drucke zwischen zwei Kugeln besitzt, so wäre vielleicht passend der Ausdruck „*Funkenentladung*“ dafür zu wählen.

III. Zusammenhang zwischen den *X*-Strahlen und den Funkenentladungen in gasverdünnten Räumen.

Bei allen bisher beschriebenen Versuchen trat beim Eintritt der disruptiven, schnell gedämpften Entladungen eine ausserordentlich starke Fluorescenz der der Kathode benachbarten Glastheile ein und es drängt sich daher die Ver-

muthung auf, ***dass in all*** *diesen Fällen trotz des hohen Druckes* ***und des relativ niedrigen*** *Potentiales schon Röntgenstrahlen entstehen*, im Gegensatze zur Ansicht von Hrn. Trowbridge[1]), welcher als niedrigste Grenze des zur Erzeugung von *X*-Strahlen nothwendigen Potentiales 100000 Volt angiebt.

Um diese Vermuthung zu prüfen, muss man bestimmen, ob bei der Evacuation einer Röntgenröhre das Auftreten von *X*-Strahlen zeitlich mit dem Eintritt der Funkenentladung, beurtheilt nach dem Ansprechen der Frittröhre, zusammenfällt. Die sichere Bestimmung dieser Momente ist mit Schwierigkeiten verknüpft, da die Röntgenstrahlen in den Medien, die sie durchsetzen, stark absorbirt werden, und man nicht weiss, ob nicht schon vor dem Ansprechen des benutzten Wellenempfängers schwache Funkenentladungen vorhanden sind.

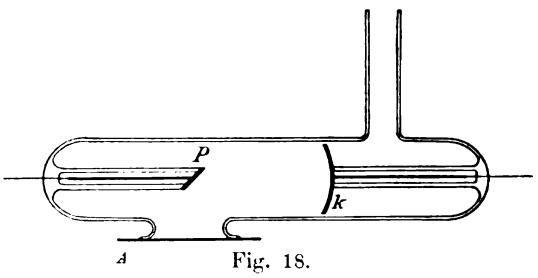


Fig. 18.

A. Benutzt wurde zu den Hauptversuchen eine sehr enge cylindrische Röhre (Fig. 18) mit einer Hohlkathode *K* und einer unter 45° zur Röhrenaxe geneigten kleinen Platinplatte *P* als Anode

Wurde der Druck bis auf $p = 0{,}12$ mm verringert, so waren sowohl die Röntgenstrahlen als auch die Wellen recht kräftig.

Das Auftreten von X-Strahlen ist daher wohl von keinem anderen Factor in so starkem Maasse abhängig, als von dem Entstehen disruptiver, schnell gedämpfter Entladungen.

Zahlreiche andere mehr qualitative Versuche, die nicht weiter beschrieben werden sollen, stützen diese Anschauung.

Ich glaube aus Obigem schliessen zu können, dass die kräftigen schnell gedämpften Funkenentladungen derjenigen besonderen Entladungsform entsprechen, welcher Hr. W. C. von Röntgen[1]) *und andere Forscher den Haupteinfluss auf die Entstehung von X-Strahlen zuschreiben.*

Die Röntgenstrahlen entstehen in erster Linie bei einer plötzlichen Störung, etwa einem kurzen Anprall geladener Theilchen gegen feste Körper.

B. Aus den Vorgehenden folgt, *dass alle diejenigen Umstände die für das Auftreten disruptiver schnell gedämpfter Entladungen in evacuirten Räumen besonders günstig sind auch für die Erzeugung von X-Strahlen günstig sein müssen.* Man kann die Funkenentladung entweder durch Anordnungen ausserhalb des Rohres oder durch die Construction desselben hervorrufen.

1. *Einfluss der Funkenstrecke.* Bei der von verschiedenen Forschern angewandten Methode, eine stärkere Emission von X-Strahlen bei schwach evacuirten Röhren durch eine vor die Anode geschaltete Funkenstrecke zu erzielen, werden eben disruptive, schnell gedämpfte Entladungen erzielt.

Einige diesbezügliche Versuche meinerseits ergaben folgendes:

Das *Vorschalten einer Funkenstrecke* wirkt bei einer guten Röntgenröhre *nachtheilig*. Das Rohr sendet, wie mittels einer Frittröhre nachgewiesen werden kann, schon an sich Wellen aus. Die vorgeschaltete Funkenstrecke erhöht daher nur den Widerstand und schwächt dadurch die Intensität des Stromes. Schaltet man hingegen vor eine Röntgenröhre mit zu hohem Drucke eine Funkenstrecke, so wird *die Fluorescenz erregende Wirkung* der Röhre geringer, *die Durchdringungskraft* der X-Strahlen wächst hingegen stark.

1) W. C. Röntgen, Wied. Ann. **64.** p. 31. 1898.

***Wie eine Funkenstrecke** muss auch eine soweit evacuirte **Röhre, dass in ihr die** Funkenentladung auftritt, wirken.* In der That erhöhte eine jede der von mir im Obigen benutzten Röhren (z. B. Fig. 3) vor eine schlecht evacuirte Röntgenröhre geschaltet, bei Verminderung der Fluorescenzhelligkeit die Durchdringungskraft.

Ferner ist noch die Thatsache zu beachten, dass Röhren mit Teslaschwingungen angeregt schon bei Anwendung kleiner Inductorien relativ gute Resultate geben, selbst dann, wenn die Verdünnung noch nicht so weit getrieben ist, dass das Inductorium schon *X*-Strahlen erzeugen könnte.

2. *Einfluss der Construction der Röhren.* Jede Röhre sendet, vorausgesetzt, dass die Kathodenstrahlen in geeigneter Weise auf eine Platinfläche als Anode concentrirt werden, bei gewisser Evacuation kräftige *X*-Strahlen aus. Nach Vorstehendem kommen besonders folgende zwei Punkte bei der Construction von Röhren zur Erzeugung von *X*-Strahlen bei geringerem Evacuationsgrade in Betracht:

a) Der Abstand zwischen Kathode und Anode bez. Antikathode soll möglichst klein sein, damit der dunkele Kathodenraum die Anode (bez. Antikathode) möglichst bald umhüllt.

Die Herren R. Wood[1]), sowie D. Turner[2]) haben in der That gefunden, dass bei sehr nahe aneinanderstehenden Electroden und Vorschaltung einer passend gewählten Funkenstrecke sehr starke *X*-Strahlen entstehen und zwar nur dann,

lichst frühzeitiges Abschneiden des Kathodenstrahlenbündels herbeiführen.

Dass diese eben angeführten Punkte bisher sich vielfach schon aus der Praxis bei der Construction von Röntgenröhren ergeben haben, zeigt die nachstehende Aufführung einiger weniger Constructionen von Röntgenröhren zur möglichst starken Erzeugung von *X*-Strahlen.

1. Die Röhre der Allgemeinen Electricitäts-Gesellschaft. Die Kathode ist sehr klein und befindet sich in einem engen Rohr. Es tritt daher frühzeitiges Abschnüren des Kathodenstrahlenbündels ein. 2. Die Röhren von Siemens & Halske und verschiedenen anderen Firmen sind nicht kugelförmig, sondern cylindrisch. Diese Form begünstigt ein frühes Abschneiden des Kathodenstrahlenbündels und somit ein frühzeitiges Auftreten von *X*-Strahlen. 3. Hr. Colardeau macht den Abstand zwischen Anode und Kathode möglichst klein und findet, dass in diesem Falle schon bei relativ hohen Drucken *X*-Strahlen auftreten. 4. Hr. A. C. Swinton empfiehlt den Abstand zwischen Anode und Kathode möglichst gering zu machen, die Kathode klein zu wählen und sie so in ein Glasrohr zu setzen, dass sie der Wand möglichst nahe ist, ohne sie indessen zu berühren. 5. Hr. A. Righi und andere finden, dass in kleinen cylindrischen sehr engen Röhren der Gasdruck bei der Erzeugung von *X*-Strahlen wesentlich höher sein kann als in sehr weiten Röhren.

Resultate.

1. Der dunkle Kathodenraum verhält sich wie ein vollkommenes Dielectricum. In demselben erzwungene Entladungen verlaufen genau wie eine Entladung in Paraffinöl oder anderen Dielectricis. Diese Eigenschaft des dunklen Raumes, sich wie ein Dielectricum zu verhalten, dürfte eng verknüpft sein mit der Thatsache, dass in ihm das Potentialgefälle so grosse Werthe annehmen kann.

2. Die an den der Kathode benachbarten Wänden des Entladungsrohres entstehenden secundären dunklen Räume setzen dem Eindringen der von der Anode kommenden Entladungen einen sehr grossen Widerstand entgegen, sodass

diese Entladung ihren Weg nur in den von den dunklen Kathodenräumen freien Raum nehmen können.

3. Röntgenstrahlen treten in Entladungsröhren ohne vorgeschaltete Funkenstrecke vor allem dann auf, wenn der Electricitätsübergang in ihnen als kurz abgerissener stark gedämpfter Funken stattfindet.

Zum Schlusse erfülle ich die angenehme Pflicht, meinem verehrten Lehrer Hrn. Professor Dr. E. Wiedemann für die vielseitige Unterstützung und Anregung während der Arbeit, sowie den Privatdocenten Herren Dr. Th. Simon und Dr. G. C. Schmidt für manchen werthvollen Rathschlag meinen verbindlichsten Dank auszusprechen.

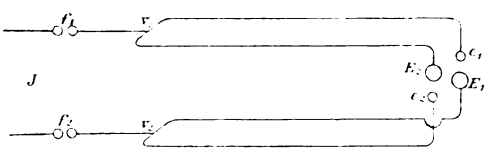
(Eingegangen 17. März 1898.)

Ueber die Funkenentladung. Antwort an Hrn. G. Jaumann[1]*; von R. Swyngedauw.*

Hr. Jaumann hat in dem Novemberheft dieser Annalen[2]) h gegen meine Arbeit über die Entladungspotentiale bei tischer und dynamischer Ladung gewendet. Hierauf erlaube mir folgendes zu erwidern:

Ich habe nachgewiesen, dass, wenn zwei verschiedene nkenstrecken das gleiche Potential bei statischer Ladung ben, sie auch das gleiche Potential bei dynamischer Lang besitzen, falls die Electroden polirt und vor den in elecscher Hinsicht activen Schwingungen geschützt sind.[3])

Hr. Jaumann hatte schon im Jahr 1888 einen ähnlichen rsuch angestellt[4]), jetzt hat er denselben wieder aufgenomn unter Vermeiung der Wirkung s ultravioletten chtes. Er findet in früheres Resulwelches meinem



esetze a priori zu widerstreiten scheint. bestätigt.

So kurz wie möglich möchte ich an diesen Versuch ernern.

Verzweigungsexperiment von Hrn. Jaumann. Man verzweigt die Entladung einer Influenzmaschine unter Vorschaltg der kleinen Fünkchen f_1 und f_2 in zwei Erreger $e_1 E_1$ d $e_2 E_2$, welche untereinander identisch sind, deren Elecden aber verschiedene Krümmungsradien besitzen. $e_1 E_2$ d durch den Leiter $e_1 v_1 E_1$, $e_2 E_1$ durch den Leiter $e_2 v_2 E_1$

1) In Bezug auf weitere Ausführungen vgl. Éclairage électrique Février 1898.

2) Jaumann, Wied. Ann. **63.** p. 398. 1897.

3) Swyngedauw, Thèse Paris p. 26. 1897; Éclairage électrique 33. 1897.

4) Jaumann, Sitzungsber. d. k. Gesellsch. d. Wissensch. zu Wien p. 788. 1888.

miteinander verbunden. Sind die Leiter isolirt, so sind die Schlagweiten in beiden Entladungsstrecken gleich gross, die Funken folgen einander bei beiden Entladungsstrecken gleich schnell. Legt man nun die innere Belegung einer kleinen Leydener Flasche (von 30 cm Capacität), deren äussere Belegung abgeleitet ist, an irgend einen Punkt des verzweigten Zuleitungsdrahtes

$$f_1\ v_1\ (e_1\ E_2),$$

so geht sogleich die Entladung ausschliesslich in der Entladungsstrecke $e_2\ E_2$ über.

Legt man die Leydener Flasche an irgend einen Punkt der Zuleitung

$$f_2\ v_2\ (e_2\ E_1)$$

an, so geht die Entladung ebenso ausschliesslich in der Strecke $e_1\ E_1$ über.

Ein Anlegen der Hand statt der Leydener Flasche hat eine ganz ähnliche, aber stärkere Wirkung.

Hr. Jaumann erklärt diese Thatsachen durch sein Entladungsgesetz, und meint sie widersprächen meinem Gesetz.

Erklärung der Versuche. Aus meinem Gesetz folgt sofort der Satz, dass wenn die Entladung leichter in einer Strecke übergeht als in einer anderen, dies daher rührt, dass das statische Entladungspotential in dieser Strecke geringer ist als in der anderen. Der Versuch bestätigt diesen Satz. Aus meinem Gesetz geht ferner hervor, dass *das Entladungspotential eines*

bunden und die grosse von $e_1 E_1$ ist isolirt. Sind die Funkenstrecken in beiden Strecken identisch, so ist jetzt das Entladungspotential von $e_2 E_2$ kleiner als das von $e_1 E_1$, die Funken gehen daher in $e_2 E_2$ über. Umgekehrt gehen die Funken bei Berührung von $f_2 v_2 (e_2 E_1)$ in $e_1 E_1$ über.

Legt man die innere Belegung einer Leydener Flasche an einen Punkt des Zuleitungsdrahtes $f_1 v_1 (e_1 E_2)$, so ist, falls die Electrisirmaschine gleiche Mengen Electricität den beiden Polen zuführt, das Potential des Poles E_2 viel näher dem Erdpotential als das des Poles E_1 und das Entladungspotential von $e_2 E_2$, ist daher viel geringer als das von $e_1 E_1$. Die Entladung geht ausschliesslich in der ersten Strecke über. Alle anderen Einzelheiten des Versuches erklären sich in ähnlicher Weise.[1])

Der von Hrn. Jaumann angegebene Versuch bestätigt also den Satz, welchen er selbst bekämpft.

Die Kritik des Paragraph II ist durch das Vorhergehende erledigt.

Ueber die Auslösung der Entladung durch electrische Schwingungen. Nach Hrn. Jaumann vermögen Schwankungen der electrischen Kraft in der Nähe eines Erregers eine Verminderung des Entladungspotentiales hervorzurufen, wenn das Product ihrer Amplitude A in C.G.S. und der Anzahl der Schwingungen N gleich oder grösser als 10^{10} ist. Er hatte diesen Satz in einer früheren Abhandlung[2]) entwickelt und führt zu Gunsten derselben drei Beispiele an, für die er A und N mittheilt, jedoch ohne die Einzelheiten der Rechnung oder hinlängliche Daten mitzutheilen, um diese Anschauung zu controliren.

Die drei Beispiele, welche er anführt, sind 1. das ultraviolette Licht, für das A nach der Theorie von Maxwell berechnet wird, 2. ein Versuch von Wanka über den Einfluss von Hertz'schen Schwingungen und 3. ein Versuch von ihm selbst.

1. Es lassen sich gegen diesen Satz schwere Bedenken erheben. Zunächst warum wirkt, worauf schon Hr. Poincaré hingewiesen, allein das ultraviolette Licht auf das Funkenpotential, während das sichtbare unwirksam ist?

1) Swyngedauw, Éclairage électrique 19. Février 1898.

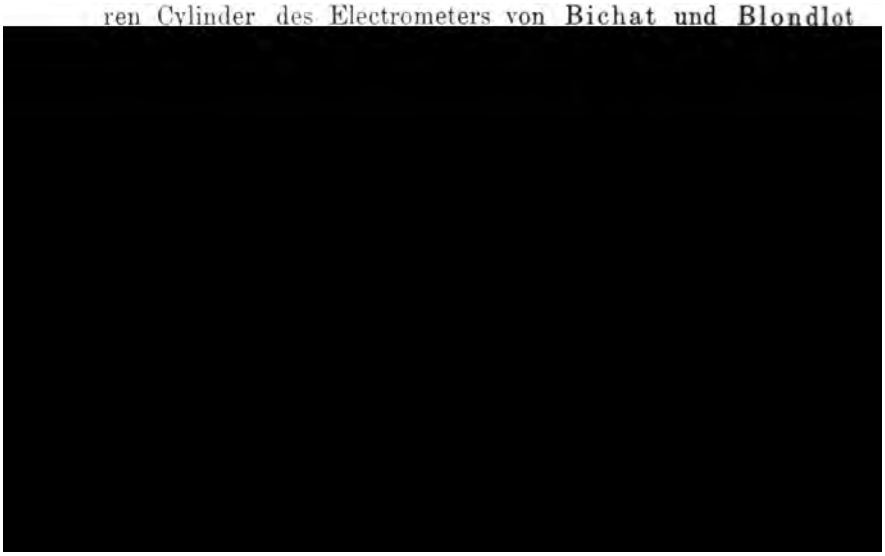
2) Jaumann, Wied. Ann. 55. p. 658. 1895.

2. In Bezug auf die Hertz'schen Schwingungen scheint es mir von vornherein wahrscheinlich, dass die Schwingungen, welche auf einen Erreger fallen, den letzteren entladen, in dem Augenblick, wo dieser auf ein sehr wenig geringeres Potential als das Entladungspotential bei statischer Ladung geladen ist. Ein Hertz'scher Erreger muss ja Potentialschwingungen an den Polen einer Funkenstrecke hervorrufen, selbst dann, wenn die letztere nicht in Resonanz mit dem ersteren steht.

3. Gegen den Versuch der Herren Jaumann und Wanka lässt sich der Einwurf erheben, dass nicht vorsichtig genug die Wirkung des ultravioletten Lichtes, welches in Form von Büscheln oder Funken während der Ladung aus den Drähten entweichen konnte, vermieden worden ist.

Nachdem Hr. Jaumann einige mehr oder weniger complicirte Versuche beschrieben, theilt er unter dem Titel: „Einfachere Form des Versuches" einen Versuch[1]) mit, welcher eine Modification des Versuches von Hertz[2]) ist und welchen ich auf folgende Weise zu wiederholen versucht habe.

Die Belegungen einer grossen Leydener Flasche von $^1/_{200}$ Mikrof. Capacität stehen mit den Polen eines symmetrischen Erregers durch gerade messingene Drähte von 3 mm Durchmesser und 50—60 cm Länge in Verbindung. Die Flasche und der Erreger stehen auf Paraffin. Die innere und äussere Belegung können mit dem äusseren oder inneren Cylinder des Electrometers von Bichat und Blondlot



Die Messungen lassen sich leicht ausführen. Nachdem man die beiden Polkugeln voneinander entfernt hat, ladet man den Condensator auf ein etwas höheres Potential als das Entladungspotential. Man entfernt darauf die Verbindung mit der Maschine und in demselben Augenblick, wo die Potentialdifferenz zwischen den Polen gleich dem Entladungspotential bei gegebener Entfernung der Pole d ist, entfernt man die Verbindung der äusseren Belegung mit dem Erdboden und dem inneren Cylinder des Electrometers; man macht die Funkenstrecke $= d$ ohne die innere Belegung mit der Hand zu berühren.

Geht die Hauptentladung nicht von statten, so vermindert man allmählich die Entfernung der Pole und berührt mit der Hand abwechselnd die innere und äussere Belegung, bis der Funke übergeht.

Ich habe diesen Versuch mehr als 100 mal wiederholt, aber *niemals* ging der Hauptfunke über in demselben Augenblick, wo man die isolirte Belegung mit der Hand berührte, stets ging er bei einer Verminderung der Funkenstrecke über; hätte aber in vielen Fällen die plötzliche Aenderung des Potentiales, welche durch die plötzliche Aenderung der Potentiale hervorgerufen werden sollte, ungefähr ein Hundertstel betragen, so wären der nach der Hand gezogene Funke und der Hauptfunke gleichzeitig übergegangen.

Nach der Beschreibung des Hrn. Jaumann scheint der Versuch leicht und sicher auszuführen zu sein, da er keine Angaben über die näheren Bedingungen und Einzelheiten desselben mittheilt. Es ist daher zu bedauern, dass man keine genügenden Daten besitzt, um diesen, soweit sich übersehen lässt, entscheidenden Versuch zu wiederholen oder zu discutiren.

Wie dem auch sei, im Folgenden möchte ich einige Betrachtungen mittheilen, welche vielleicht die Resultate von Hrn. Jaumann erklären können.

1. Man muss den Erreger nicht nur geschützt vor dem secundären Funken, sondern auch vor jeder Büschelentladung und jedem Effluvium schützen, die durch Annähern des menschlichen Körpers an einen electrisirten Körper hervorgerufen werden können.

2. Ist der benutzte Erreger asymmetrisch, so kann beim Umkehren der Verbindung der Pole mit dem Erdboden das Entladungspotential so stark geändert werden, dass dies ausreicht, um den Erreger zu entladen.

3. Möglicherweise verändert, falls der Erreger nicht sehr entfernt von der Flasche ist, die Aenderung des Potentiales der benachbarten äusseren Belegung das Feld des Erregers und vermindert das Potential.

Die statische Ladung eines Erregers. Nach Hrn. Jaumann ist die Ladung einer electrostatischen Maschine keine statische, d. h. eine Ladung, bei der man die Electricität als in jedem Augenblick im Gleichgewicht befindlich betrachten kann. Die Influenzmaschine ruft electrische Schwingungen von bedeutender Amplitude hervor, für welche das Product AN bedeutend grösser als 10^{10} ist. Das Entladungspotential eines Erregers der durch eine Influenzmaschine geladen wird, ist gemäss seinen Anschauungen bedeutend geringer als das nach der statischen Methode gemessene Potential, welches er allein für das richtige hält.

Hr. Jaumann hat einige Beobachtungen mitgetheilt, welche die Richtigkeit dieser Thatsache zu beweisen scheinen.[1]) Ich habe mich hierüber vergewissern wollen und das Potential ein und desselben Erregers bei Verwendung der electrostatischen Maschine und nach den Methoden des Hrn. Jaumann gemessen.

Erste Methode. Man bringt die Pole eines Erregers mit den Belegungen eines geladenen Plattencondensators in Ver-

› Ladung ungefähr eine Minute. Die nach diesen drei ›thoden gemessenen Potentialdifferenzen sind bis auf ein ındertstel gleich für Potentiale oder im Mittel von 30 electro-.tischen Einheiten, auf ein Zwanzigstel für schwächere Po-ıtiale oder 12 Einheiten und zwar ohne ausgeprägte syste-ıtische Abweichungen.

Man muss daher aus diesen Versuchen den Schluss ziehen, ss entweder bei der electrostatischen Maschine die Ladung eine *tische* ist und zwar mit demselben Recht wie in den beiden deren Fällen, oder falls man annimmt, dass die Maschine ›ctrische Oscillationen von grosser Amplitude und Frequenz rvorruft, dass diese Oscillationen das Potential nicht ver-ndern.

Diese starken und zahlreichen häufigen Oscillationen sind ch niemals direct nachgewiesen worden; sie sind von Hrn. umann zur Erklärung einiger experimenteller Thatsachen her-gezogen worden, die ich aber in anderer Weise gleich geben ›rde. Der erste Schluss, zu dem ich gelange, ist: *Die Ladung rch eine electrostatische Maschine ist eine statische.*

Die Constanz und das Uebereinstimmen der gewonnenen ›sultate nach den drei Methoden steht in Widerspruch mit r Inconstanz der von Hrn. Jaumann gemessenen Potentiale.

Jede dieser Methode liefert Hrn. Jaumann Potentiale, ›lche zwischen den einfachen und doppelten variiren; die ch der ersten Methode gemessenen Potentiale sind ungefähr ppelt so gross als die nach der dritten.[1]) Die zweite Me-ode scheint von Jaumann wenig benutzt worden zu sein, › hätte wahrscheinlich besser übereinstimmende Resultate liefert.

Meine Versuche stimmen so wenig mit denen des Hrn. ıumann, dass ich dies zu erklären versuchen muss.

1. Ich glaube, dass ein Theil der von Hrn. Jaumann ›obachteten Unregelmässigkeiten davon herrührt, dass er inen Erreger in ein geschlossenes Gefäss setzt.[2]) Ich habe ınliche Unregelmässigkeiten beobachtet und dieselben dadurch

1) Jaumann, l. c. p. 670.

2) Swyngedauw, Thèse Paris p. 11. 1897; Éclairage électrique c. p. 337.

zu eliminiren versucht, dass ich den Erreger in ein geschlossenes Gefäss von constantem Atmosphärendruck stellte. Wider Erwarten waren die Unregelmässigkeiten aber grösser als vorher. Ich habe daher stets den Erreger in freier Luft aufgestellt. Ich konnte auch nachweisen, dass die Ursache für die Störungen der dynamischen Potentiale stets von Vorgängen auf den Oberflächen der Pole herrührten.[1])

2. Die Ladung meiner Erreger geht mit einer ganz anderen Geschwindigkeit vor sich, ich brauche ungefähr eine Minute, Hr. Jaumann nur fünf Secunden.[1])

Es ist wahr, unsere Electrometer sind nicht identisch und die Dämpfung des Jaumann'schen Apparates ist etwas grösser als diejenige des Electrometers von Bichat und Blondlot, gleichwohl scheint mir die Zeit von fünf Secunden nicht genügend zu sein.

Denn wenn zu schnell geladen wird, so ist das Electrometer nicht in demselben Augenblick im mechanischen Gleichgewicht, in dem der Funke übergeht, wenn es auch in jedem Augenblick im electrischen Gleichgewicht der Ladung sich befindet. Der bewegliche Theil des Electrometers hat seine Gleichgewichtslage noch nicht erreicht; das im Augenblick, wo der Funke übergeht, abgelesene Potential ist kleiner als das wirkliche Potential, d. h. dasjenige Potential, welches man am Instrument ablesen würde, wenn es in Gleichgewicht wäre.

Man sieht daher, warum die nach der dritten Methode gemessenen Potentiale kleiner sind als die nach der zweiten

[redacted]

für ein schwaches Potential, wo die Verluste sehr klein oder gar nicht vorhanden sind, die Unregelmässigkeiten der Ladung die Stellung des beweglichen Theiles des Electrometers bedeutend beeinflussen. Bei höheren Potentialen erscheinen sie dagegen durch die Verluste sehr verkleinert um bei noch höheren Potentialen, wo die Verluste selbst unregelmässig sind, bedeutend zu wachsen.

3. Ein Funke geht im allgemeinen um so leichter über, je schneller Funken aufeinander folgen. Diese Thatsache ist besonders gut in einem geschlossenen Gefäss zu beobachten, worauf ich und andere Physiker hingewiesen haben.[1]) Gehen die Funken im Freien *regelmässig, alle Minute einer*, über, so stimmen die Messungen gut untereinander überein mit Ausnahme der ersten, welche ein höheres Potential liefert. Hr. Jaumann hat grosse Unregelmässigkeiten beobachtet, welche zum Theil darauf zurückzuführen sind, dass er seine Messungen in einem geschlossenen Gefäss angestellt hat und darauf, dass er verschiedene Zeiten zwischen zwei Funken verstreichen lässt.

4. Nach Hrn. Jaumann haben meine nach Methode I angestellten Messungen andere Resultate als seine eigenen geliefert, weil das Product AN nicht die Grösse 10^{10} erreicht hat.

Hierzu möchte ich bemerken, dass es nicht nöthig ist, um gute Resultate zu erhalten, lange in Spiralen gewundene Drähte von mehreren Metern Länge zu benutzen, wie Hr. Jaumann meint; ich habe solche Drähte nur aus Bequemlichkeitsgründen verwendet. Die Versuche gelingen ebensogut mit kurzen und geraden Drähten.

5. Gegenüber meinen Untersuchungen [2]) über die Wirkung des ultravioletten Lichtes erinnert Hr. Jaumann, dass sowohl Hertz als auch er selber gefunden haben, dass die Entladung des Ruhmkorff empfindlicher ist gegenüber der Wirkung des ultravioletten Lichtes als die der Influenzmaschine. Dies möchte ich nicht bestreiten; ich möchte nur hierzu bemerken, dass ich diese Thatsache einer allgemeinen Regel untergeordnet habe und dass ich als Grund dafür die schnellen Aenderungen des Potentiales zwischen den Polen angegeben habe. Ich habe

1) Swyngedauw, Thèse Paris p. 13. 1897.
2) Swyngedauw, l. c. p. 28; Éclairage électrique p. 43. 29. Mai 1897.

dieses Gesetz folgendermaassen ausgesprochen.[1]) Die Erniedrigung des Entladungspotentiales durch das ultraviolette Licht ist eine Function der Aenderungsgeschwindigkeit des Potentiales zwischen den Polen. Ich werde demnächst meine Versuche hierüber veröffentlichen.

Hr. Jaumann kann mir nicht die Vaterschaft dieses Satzes bestreiten, weil er ihn für sonderbar hält.

6. Hr. Jaumann erklärt die von mir gefundenen Thatsachen über den Einfluss des ultravioletten Lichtes durch die Verminderung der Verzögerung der Entladung unter dem Einfluss des Lichtes oder der electrischen Schwingungen. Ich kann diese Ansicht nicht theilen. Die Verzögerung der Entladung scheint mir für den Fall noch nicht genügend bewiesen zu sein, wenn die Oberflächen der Pole gut polirt sind. Ich habe einige diesbezügliche Versuche angestellt und habe die beschriebenen Erscheinungen nicht wieder erhalten können. Eine eventuelle Discussion hierüber möchte ich indess für später aufsparen.

Im ganzen genommen möchte ich alle meine früheren Schlüsse aufrecht erhalten. Die von Hrn. Jaumann zur Bestätigung seines Gesetzes angeführten Beweise beruhen auf Thatsachen, deren Erklärung mir nicht stichhaltig zu sein scheint, oder die unter Bedingungen ausgeführt sind, welche, wie ich glaube, nicht die Schlüsse zu ziehen gestatten, welche er daraus gezogen hat.

Lille, 26. Februar 1898.

6. *Ueber die Wirkung von Flammengasen auf leuchtende electrische Entladungen; von K. Wesendonck.*

Die Bemerkung, dass hohe Schornsteine der Blitzgefahr verhältnissmässig wenig ausgesetzt sind [1]), hat Veranlassung gegeben zu einigen Versuchen über die Wirkung von Verbrennungsgasen auf Spitzenentladungen, welche zumeist im Winter 1896—97 angestellt wurden. Das electrische Verhalten

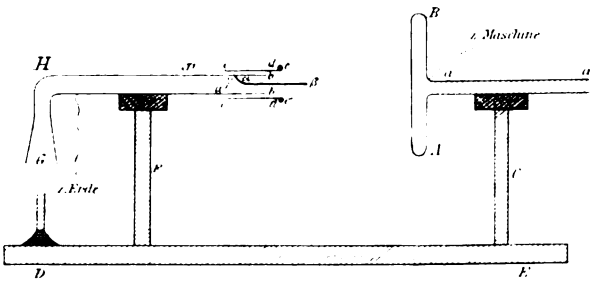


Fig. 1.

der Flammen und deren Producte ist zwar vielfach untersucht worden, aber obengenanntes Thema hatte damals meines Wissens nur wenig Bearbeitung gefunden.

Eine aus Messingblech gefertigte, innen hohle, 13 mm dicke, mit abgerundetem Rande versehene Metallscheibe von 15 cm Durchmesser (*A B*. Fig. 1) wurde mittels Ebonitgriffes *a* auf der Holzsäule *C* befestigt, die ihrerseits verschiebbar zwischen zwei Holzleisten (eine davon ist bei *D E* angedeutet) angebracht war. Ein angelötheter, mit Isolirmasse überzogener Kupferdraht diente zur Verbindung mit einem der Pole einer Voss'schen Influenzmaschine und einer Leydener Batterie [2])

1) Naturwiss. Rundschau **11.** p. 134. 1896.

2) Passend aufgestellte, Quecksilber enthaltende U-Röhren und Näpfe dienten zur leichten Herstellung der verschiedenen Verbindungen und Vertauschung derselben, sodass die Scheibe bald positiv, bald negativ geladen werden konnte, ebenso die Batterie ein- und ausgeschaltet.

von vier bez. acht Flaschen [1]), die andere Electrode wie die äussere Belegung wurden abgeleitet. Der Scheibe AB gegenüber, auf einer zweiten Holzsäule F angebracht, befand sich ein Kupferrohr HJ, 14 mm innen weit und je nach dem bis zum Knie 55 cm bis 92 cm lang, am entgegengesetzten Ende H umgebogen und mit einem Trichter G versehen. GJ bestand nämlich nicht aus einem Stück, sondern aus mehreren, die durch Ueberschieben mit Reibung ein Ganzes von verschiedener Länge zu bilden gestatteten. Ein 5 mm dicker Kupferdraht $\alpha\beta$, vorn am Ende β abgerundet, ist in das Röhrenstück ab bei γ angelöthet, sodass die Strecke $\alpha\beta$ nahezu central verläuft. Ueber ab lässt sich mit Reibung der Theil cd verschieben, der vorne bei e einen 5 mm dicken Wulst trägt, welcher das Ausströmen von Electricität aus e direct möglichst verhindern soll. HJ ist zur Erde abgeleitet, und unter den Trichter G kommen Flammen zu stehen, je nachdem solche von Kerzen, Spirituslampen oder Gasbrennern. Wurde nun die Platte AB geladen, so bewirkte sie durch Influenz unter geeigneten Umständen Ausströmen von Electricität aus dem Drahtende β, welches dann bei Untersetzen einer Flamme unter G von Verbrennungsproducten umspült wurde. AB stellt gleichsam eine Gewitterwolke, GJ mit $\alpha\beta$ einen Schornstein resp. Ableiter dar. [2]) Um etwaige Potentialänderungen wahrnehmen zu können, verband man das geladene System mit dem bereits mehrfach verwendeten modificirten Henley'schen Quadrant-electrometer. [3]) Die Influenzmaschine erhielt eine gleichmässige

eine *Flamme unter G, so hört das reine Glimmen* [1]) *auf und wird durch Büschel oder Funken ersetzt.* Es ist merkwürdig, wie empfindlich das Glimmen gegenüber der Anwesenheit auch nur kleiner Mengen von Verbrennungsproducten ist. Hat man nur kurze Zeit mit einer Flamme beobachtet, so erhält man häufig schon kein reines Glimmen mehr, an dem Stabende β sind dauernd Büschel vorhanden, die auch leicht unter relativ kleiner Spannung in Funken übergehen. Abwischen, selbst Abschmirgeln von β und der Platte $A\,B$ hilft dagegen keineswegs, es ist also nicht ein Ueberzug der betreffenden Theile das Hinderniss. Jedoch tritt das reine Glimmen wieder hervor, wenn die Luft des Arbeitsraumes durch frische ersetzt wird. Lässt man aber nur einige Minuten z. B. drei Gasflammen brennen, so ist das reine Glimmen verdorben und es wurden Funken statt dessen zwischen β und $A\,B$ erhalten und das sogar, wenn man die Gasflammen vor dem Andrehen der Maschine verlöschte. Erneutes Lüften lieferte aber wieder die erste Lichterscheinung. [2]) Diese Beobachtung erscheint wohl werth der Beachtung seitens derjenigen, welche Untersuchungen über die Formen der leuchtenden Entladung anzustellen beabsichtigen, die Wirkung der von Lampen, Gasflammen etc. ausgehenden Verbrennungsproducte darf dabei nicht ganz übersehen werden.

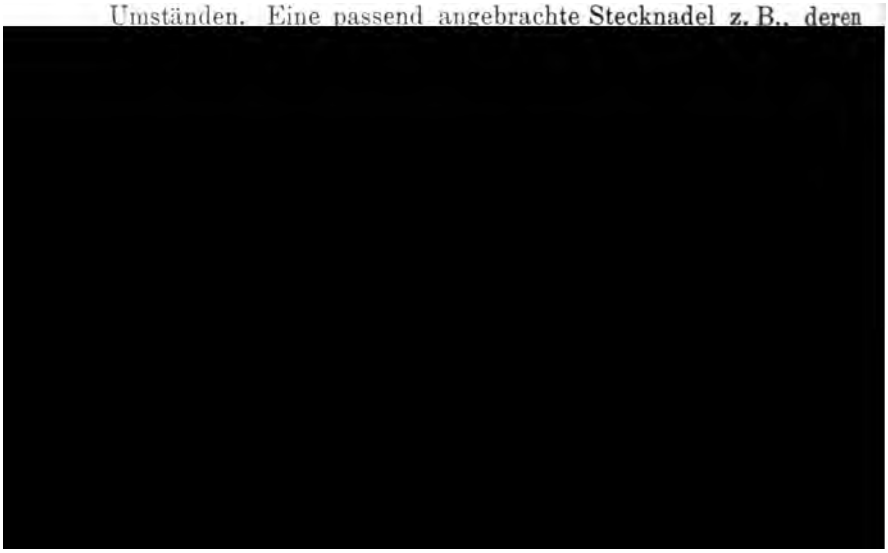
Was nun den Einfluss der Flammengase auf die electrische Ausströmung am Stabende β anlangt, so sind wesentlich folgende drei Fälle zu unterscheiden. Wenn *erstens* durch relativ schnelles Drehen der Influenzmaschine ein gleichmässiges Glimmen unter verhältnissmässig hoher Spannung eingetreten, so entsteht bei Einwirkung der Flamme sehr bald der Funken [3]) ohne merkliche Aenderung der Einstellung des Electrometerzeigers. Im *zweiten* Falle, bei geringerer Leistung der Maschine und entsprechend niedererem Potential, rufen die Verbrennungsproducte

1) Bei ganz niederen Spannungen treten Büschel auf auch bei reiner Luft, mit wachsendem Potential werden sie dann aber durch Glimmen ersetzt.

2) Zündet man Flammen an, während die electrische Ausströmung vor sich geht, so erhält sich das Glimmen wenigstens eine Zeit lang in einer Atmosphäre, die, wenn beim Andrehen der Maschine bereits vorhanden, das Glimmen nicht mehr aufkommen lässt.

3) Diesem geht bisweilen ein Büschel unmittelbar voran, man nimmt aber manchmal auch keinen solchen wahr.

zunächst starke Büschel hervor, denen ein deutliches Sinken des Zeigers entspricht, auf das aber ein erneutes Ansteigen erfolgt, welches zum Funken führt. Diese eben erwähnte Spannungsvermehrung tritt bald mehr, bald weniger hervor, bisweilen zeigt sich nur eine Andeutung davon, eine ruhige Einstellung hierbei ist wie begreiflich kaum zu erhalten. Ist die Spannung relativ hoch, so kann das Sinken des Zeigers sehr gering werden, weil nämlich der entstandene Büschel sofort in einen Funken übergeht, man nähert sich so dem zuerst besprochenen Falle. Wird *endlich* die Maschine nur langsam im Vergleich zu dem, wie es bisher der Fall gewesen, gedreht, sodass an dem Ende β Leuchten unter möglichst niederer Spannung eintritt, so hat Untersetzen der Flamme Ansteigen des Electrometerzeigers zur Folge, bis dass Funken auftreten, auch ereignet sich bisweilen zuerst etwas Sinken, dann erst Aufwärtsbewegung. Diese geht häufig bis zu der Stelle, wo Flammengase ohne Spannungsänderung (wie oben beim ersten Falle) Funken hervorrufen, aber nicht immer. Es scheint das mit der Ausbildung der Büschel zusammenzuhängen, welche ja die Funkenbildung sehr begünstigen können. So ereignet es sich denn wohl zu Zeiten, dass auch bei recht langsamem Drehen der Maschine die Flammengase Funken hervorrufen fast ohne Bewegung des Zeigers. Stehen ausströmende Spitze und geladene Platte so weit voneinander ab, dass Funken ausgeschlossen, so erzeugt die Flamme grosse Büschel bei geeigneten Umständen. Eine passend angebrachte Stecknadel z. B., deren



die Flamme, so brechen sofort oder bald darauf wieder Büschel hervor, die sogar zu Funken führen können. Am Nadelknopf wurde so auch Glimmen wieder erhalten.

Diese Erscheinungen[1]) erklären das Verhalten im obigen dritten Fall direct, wenn man bedenkt, dass die Funkenbildung von der Ausbildung der Büschel wesentlich abhängt. Im zweiten Falle tritt ein starker Büschel auf, der entweder direct Explosion liefert, oder wenn das nicht der Fall, die Spannung soweit erniedrigt, dass nunmehr ein Funken ausgeschlossen und erst wieder Ansteigen des Potentiales erfolgen muss. Im ersten Falle ist die Einstellung des Electrometers eine so hohe unter Glimmen, dass die Veränderung dieser Entladungsform direct zur Explosion führt. Es ist natürlich schwer, alle Einzelheiten solcher Versuche genau anzugeben, da wie bekannt sogenannte zufällige Umstände besonders bei den Büscheln sehr in Betracht kommen, auch die Atmosphäre, welche die Electroden umgiebt (wie diese selbst), nicht sofort frei wird von der Verunreinigung durch Verbrennungsproducte, wenn man die Flamme wieder entfernt. Diese muss ja auch erst eine Zeit lang unter dem Trichter stehen, um zu voller Wirksamkeit zu gelangen, wenn auch der Beginn derselben sehr bald eintritt.

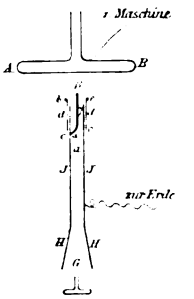


Fig. 2.

Positive Büschel, an dem zugespitzten Ende eines Drahtes erhalten, nachdem die Batterie ausgeschaltet und die Flaschen von der Maschine entfernt, verändern ihr Aussehen ohne characteristische Variation des Potentiales unter Einfluss der Verbrennungsproducte. Etwas schwankend bleibt die Electrometereinstellung allerdings leicht bei solcher Versuchsanordnung. Das ganze Lichtgebilde wird breiter und länger, der Stiel dicker, seine Farbe blauer, die einzelnen Aeste der Krone verdicken sich ebenfalls, schwache Funken züngeln oft in

1) Lässt man seitlich gegen das ausströmende Ende gekühlte Flammengase strömen, so bekommt man dieselben Erscheinungen, ebenso mit einem kurzen (14 cm) *HJ*-Rohre, auch wenn man es senkrecht stellt und die Platte horizontal darüber anbringt (Fig. 2).

den Büschel hinein, ohne Anode und Kathode zu verbinden, sondern innerhalb desselben endigend.

Bei positiver Ladung der Platte AB, also Bildung eines negativen Büschels am Stabende β, ergiebt die Flamme nur verhältnissmässig kurze Funken. Bei der Entfernung Spitze — Platte von 9 mm wurden solche mit Leichtigkeit erhalten und zwar ob langsam oder schnell gedreht wurde ohne Potentialänderung oder doch nur ganz geringer Erhöhung. War der Abstand etwas mehr als 9 mm, so kamen Funken nur schwer, die Flamme muss oft längere Zeit stehen, bevor die Explosion erfolgte, davor ist dann die Spannung meist erheblich gewachsen. Andauernde Einwirkung der Verbrennungsproducte erhöhte[1]) auch das Potential, wenn die Platte soweit entfernt von der Spitze war, dass Funken nicht mehr erzielt wurden. Anfangs änderte sich unter solchen Umständen oft die Einstellung des Electrometers nicht merklich, obwohl der negative Lichtpinsel unstät sich hin und her bewegend und mehrfach gestielt erschien. Dabei wird das Stabende wie die umgebende Atmosphäre stark verunreinigt, ladet man die Platte *AB* unmittelbar nachdem eine Flamme längere Zeit gewirkt und wieder entfernt worden, so kommt der negative Büschel erst bei etwas höheren Spannungen, als bei reinem Zustande.

Stellt man eine Flamme unter den Trichter *G*, bevor die Maschine angedreht, findet also die allmähliche Ladung der Platte *AB* statt, während die Verbrennungsproducte das Ende

[redacted]

relativ hohen Spannungen erst auf, kein Glimmen, nur Büschel zeigen sich, Funken erscheinen verhältnissmässig leicht etc.

Es erschien natürlich von Interesse zu erfahren, ob die beschriebenen Einwirkungen auf die leuchtende Entladung lediglich davon herrühren, dass die Flammengase das Stabende β mit einer anders zusammengesetzten Atmosphäre umgeben, oder ob ganz *bestimmte den Verbrennungsproducten eigenthümliche Eigenschaften hier in Frage kommen.* Bekanntlich besitzen diese das Vermögen, electrisirten Körpern schnell eine Ladung (und zwar beiderlei Vorzeichens) zu entziehen, während Gase und Dämpfe dies jedenfalls nur in sehr geringem Maasse können. Nun verlieren aber die Flammengase, wenn aufgesammelt[1]) und aufbewahrt, recht bald die eben erwähnte Fähigkeit. Aber aus einer Kupferbüchse, in welcher sie die Nacht über verweilt, mittelst eines Gummigebläses[2]) an dem glimmenden Stabende vorbeigetrieben, riefen sie mit Leichtigkeit Funken hervor,[3]) auch dann sogar, wenn nur Spuren der Verbrennungsproducte noch vorhanden waren. Durchtreiben von reiner Luft durch die Röhre *HJ* Fig. 1 wenn auch mit ziemlicher Heftigkeit lässt das Glimmen weiter bestehen, während mit Dampf erfüllte Luft, wie sie beim Durchpusten durch kochendes Wasser erhalten wird, wiederum sofort Funken hervorruft, schon ein Druck auf den Ball des Gebläses genügt dazu, ganz wie bei den aufbewahrten Flammengasen. Setzt man den Brenner wie früher unter den Trichter *G* Fig. 1 und lässt das Gas ausströmen, ohne es zu entzünden, so erhält man Effecte, die denen der Verbrennungsproducte vielfach analog sind. Positives Glimmen geht in Funken oder Büschel über, jene können ohne Spannungsänderung eintreten, oder es entstehen erst grosse Büschel, welche ein Sinken des Zeigers am Electrometer bedingen, und sich dann eventuell erst in Funken verwandeln. Nur das Ansteigen des Potentiales fand sich

1) Vgl. z. B. Naccari, Atti d. reale Accad. di Torino **31.** p. 67, 1895.

2) Die Büchse hatte im Deckel wie Boden eine Röhre aufgelöthet, welche durch einen Hahn verschlossen werden konnte. Hatte sie sich mit Flammengasen gefüllt, so liess man sie mit verschlossenen Hähnen beliebig lange stehen. Dann setzte man an die eine Röhre ein Gummigebläse, die andere verband man mit dem vordersten Stück von *HJ* Fig. 1.

3) Vgl. das früher p. 555 Bemerkte über den Einfluss von Flammen im Arbeitsraum.

nicht, auch nicht bei ganz langsamem Drehen der Maschine. Genauere Beobachtung zeigte, dass das oben erwähnte Verlöschen des Leuchtens hierbei nicht eintritt, wie bei Flammengasen. Büschel, die in Luft unter geeignet kleinen Potential eben noch auftreten können, werden bei Zuleitung von Gas oder Wasserdampf[1]) eher grösser, und zwar ohne merkliche Aenderung der Spannung. Dagegen zeigt Kohlensäure[2]) sehr schön das Auslöschen des positiven Leuchtens und dem entsprechend Potentialerhöhung (wenn man gleichmässig dreht) bis zu dem Auftreten neuer grosser Büschel. Ferner ergiebt sich bei abnehmender Ladung dasselbe Verhalten wie in den Flammengasen. Ebenso ist die Funkenbildung am glimmenden Stabende β sehr gut mit CO_2 zu erlangen bei geeignetem Abstande der Spitze von der Platte. Blasen mit gewöhnlicher Luft durch Röhre HJ macht die Büschel an der Ausströmungsstelle verschwinden bez. reducirt sie, dafür tritt aber Glimmen ein und nicht Dunkelheit und kein merkliches Steigen der Spannung. Negative Lichtpinsel werden in Funken verwandelt ohne Aenderung der Spannung, wenn man Leuchtgas (ohne Entzündung) ausströmen lässt. Kommt es nicht zur Explosion, so sinkt unter solchen Umständen die Spannung etwas, ebenso in Kohlensäure.[3]) Dagegen giebt Wasserdampf ganz entschieden das Ansteigen des Potentiales. Die negativen Lichterscheinungen zeigen in diesen Atmosphären Veränderungen des Aussehens, welche ganz denen entsprechen, die als Folge der Flammenwirkung auftreten. Man kann daher wohl behaupten,

[redacted]

Hr. Garbasso[1]) hat interessante Versuche über die Beeinflussung des electrischen Funkens durch Flammen veröffentlicht, welche unternommen wurden, um ein Analogon zu finden zu gewissen Beobachtungen, die von den Herren Sella und Majorana[2]) über die Wirkungen von Röntgen- und ultravioletten Strahlen auf Entladungen angestellt worden waren. Es ergaben sich bei den Verbrennungsproducten ganz dieselben Erscheinungen wie bei jenen, nämlich, dass bei grossen Polkugeln und kleiner Schlagweite die Funken an der Kathode unter den genannten Einflüssen befördert werden, während bei kleinen Polen und grosser Schlagweite dieselben Agentien an der Anode die Funken hindern. Den in diesen Fällen auftretenden Dissociationen der Gasmolecüle d. h. der Ionenbildung werden nun die oben genannten Wirkungen zugeschrieben. Hr. Garbasso zeigt speciell, dass diese sich nicht erklären lassen durch ultraviolette Strahlen, die von der Flamme ausgehen, oder durch Erhitzung der Atmosphäre, ebensowenig durch Wasserdampf, der in den Producten der Verbrennung enthalten ist.

Es ist leicht, die Beobachtungen des Hrn. Garbasso wenigstens im wesentlichen zu bestätigen, und zwar bei Verwendung der Influenzmaschine statt eines Inductoriums. Besonders einfach ist der Versuch mit grösserer Schlagweite. Zwei 5,5 mm dicke Drähte mit abgerundeten Enden wurden in Paraffin isolirt, der eine davon verschiebbar, aufgestellt und je einer mit einem Pole der Influenzmaschine verbunden. Die Länge der Funken wird so gewählt, dass sie bei gleichmässigem Drehen der Maschine noch eben übergehen. Dann treten bei Untersetzen einer kleinen Flamme unter die Anode nur noch schwache Funken und Büschel bez. nur noch die letzteren auf, die übrigens mehrfache Stiele aufweisen. An der Kathode zeigt sich dagegen deutlich eine gewisse Beförderung eigentlicher Funken. Ist der Spitzenabstand für letztere für gewöhnlich eben zu gross, so ruft die Flamme am negativen Pol solche wieder hervor, kommen Funken nur vereinzelt, so tritt

1) Garbasso, Nuovo Cim. (4.) **4.** p. 24 ff. 1896. Naturw. Rundsch. **11.** p. 563. 1896.

2) Sella und Majorana, Rendiconti della R. Acad. dei Lincei (5.) **5.** p. 323. 1896, Naturw. Rundsch. **11.** p. 265. 1896.

unter diesen Umständen ein Funkenstrom ein, während Verbrennungsproducte an der Anode vorhandene Funken (auch bei lebhaftem Spiel) merklich hindern. Jedoch kann die Flamme am positiven Pol neben Büscheln schwache Funken bewirken, wenn die Einstellung derart, dass eigentliche solche in Luft nicht auftreten. Es scheint zweckmässig zu sein, keine zu grosse Flamme, und den Abstand derselben von den Spitzen nicht zu klein (über 20 cm) zu wählen.

Man erhält aber ganz ähnliche Effecte, wenn man Luft einfach aus einer passend angebrachten Glasröhre in gleichmässigem (gar nicht starkem) Strome gegen die Pole treibt. Die Funken werden ausgelöscht oder seltener, dafür erscheinen schöne grosse Büschel an der Anode, schwache Funken und solchen ähnliche stielartige Gebilde züngeln in dieselben hinein oder durchsetzen sie. Im einzelnen ist die Erscheinung natürlich etwas verschieden je nach der Stärke des Luftstromes und der Einstellung der Spitzen. Je näher diese sich der grösstmöglichen Schlagweite ergiebt, um so leichter ist das Verlöschen der Funken zu erhalten. An der Kathode zeigt sich eine geringe Beförderung dieser, die etwas schwieriger nachzuweisen als das Ausblasen, aber doch deutlich hervortritt. Wir haben also ein fast vollständig den Phänomenen, welche Flammengase hervorrufen, entsprechendes Verhalten. Zu beachten ist immerhin, dass die Verbrennungsproducte das Medium, in dem die Entladung vor sich geht, ebenso wie die Electrodenoberfläche verändern.[1]) Hieraus mag sich das Auf-

[redacted]

und höchstens 1 cm Abstand übergingen. Eine Glasscheibe wurde nun zwischen die Electroden so gehalten, dass die Entladungen eben nicht mehr über deren Rand hinweggehen konnten. Wurde nun eine Flamme auf die Seite der Kathode gestellt, sodass nur an dieser, nicht aber am positivem Pol, weil durch die Glasscheibe geschützt, die Verbrennungsproducte vorbeistrichen, so trat sofort das Funkenspiel wieder auf. Die Anode im Gegentheil erwies sich als verhältnissmässig unempfindlich. Auch diese Versuche sind im wesentlichen leicht zu bestätigen, aber auch hier erhält man ganz analoge Effecte mit einem schwachen Luftstrome, nur ist der Versuch etwas subtiler als der früher erwähnte. Zwei Messingkugeln KK (Fig. 3) von 31 mm Durchmesser werden mit den sie tragenden Metallröhren rr in zwei Paraffinklötze Q eingekittet, die ihrerseits auf zwei verschiebbaren Trägern n, o ruhten. Eine feinere Bewegung gestatteten Schrauben, ebenso dienten solche zur Verstellung der Unterlagen der Paraffinklötze und damit der Electroden in senkrechter Richtung. [1]) Die Glasscheibe war mit dem unteren Theile in einen Rahmen R gefasst, der sich ebenfalls vertical auf- und abschrauben liess. Parallelgeschaltet zu den eben genannten Polkugeln befand sich ein Funkenmikrometer mit Kugeln von 20 mm Durchmesser, als Electricitätsquelle diente die Influenzmaschine. Er wurde nun so eingestellt, dass nur wenige oder keine Funken über den Rand der Glasscheibe gingen. Quecksilbercontacte gestatteten leicht jeden der Pole zur Anode oder Kathode zu machen, wodurch man den Einfluss geringer Unsymmetrie in der Aufstellung eliminiren bez. bemerken konnte. Die Flamme [2]), unter die negative Electrode gestellt, beförderte nun sehr merklich die Zahl der übergehenden Funken bez. rief sie erst hervor, im Funkenmikrometer nehmen sie entsprechend ab. An der Anode zeigt sich bald etwas Begünstigung, bald aber auch Verhinderung der Funken, erstere war aber sehr merklich geringer als an der Kathode. Der zweite Fall

1) Die kürzeste Entfernung zwischen den beiden Kugeln wurde auf ca. 100 mm eingestellt.

2) Man muss sich natürlich davon überzeugen, dass nicht Influenz des Trägers der Flamme eine wesentliche Rolle spielt. Vgl. Wied. Ann. **49.** p. 296 ff. 1893.

scheint einzutreten, wenn (wie anzunehmen infolge von Feuchtigkeitsniederschlag) zwischen Polkugeln und Glasplatte sich stärkere Büschel entwickelt haben. Bei längerem Einfluss der Flamme kann es sich ereignen, dass gar keine Funken mehr zu Stande kommen, sondern die ganze Entladung büschelartig über den Rand der Glasplatte hinübergeht.

Um nun entsprechende Effecte durch Luftströme zu erhalten, wurden unterhalb der Kugeln zwei Glasröhren ($\alpha\beta$ und $\gamma\delta$ Fig. 3 sind deren verticale Theile) passend angebracht, welche unten horizontal umgebogen mit je einem Zweige eines metallenen Dreiwegstückes in Verbindung standen. Die gemeinsame Fortsetzung desselben communicirte mit einem kleineren Gasometer, dessen Glocke beim Herabsinken den Luftstrom in Bewegung setzte. In jedem der Zweige des Dreiwegstückes befand sich ein Hahn; je nachdem man den

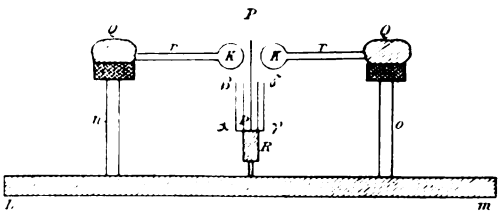


Fig. 3.

einen oder anderen öffnete, floss die Luft an der einen oder anderen Polkugel vorbei, und zwar hauptsächlich in dem Zwischenraume zwischen ihr und der Glasscheibe. Durch

stark verschiedenes Verhalten der Entladungen dadurch hervorgebracht wird. *Sind solche Vorkehrungen getroffen, so erhält man aber sehr auffallende polare Unterschiede, so stark wie sie nur von Flammen geliefert werden.* An derjenigen Electrode, welche als Kathode dient, tritt an Stelle vereinzelter Funken ein lebhaftes Spiel derselben; ist die Einstellung eine derartige, dass eben keine solchen mehr zu Stande kommen, so treten unter Einwirkung des Luftstromes Funken auf. An der Anode fand sich entweder viel geringere oder keine Begünstigung dieser, auch wohl direct ein Hindern, letzteres besonders, wie es scheint, bei vermehrtem Auftreten von Büscheln und stärkerem Blasen. Günstig für die polare Verschiedenheit des Einflusses erwies sich wiederholt ein relativ feuchter Luftstrom [1]), wie er erhalten wird durch Einfüllen warmen Wassers in das Gasometer. Allerdings wird der Vortheil meist bald dadurch aufgehoben, dass Wasserniederschlag, der, wie schon oben erwähnt den Erfolg stört, sich bildet. Umgekehrt trat die polare Differenz bei Verwendung trockener Luft zurück, ja scheint sich umkehren zu können, wenn unter solchen Umständen auch andere Male wieder die jeweiligen Funkenentladungen an der Kathode bevorzugt werden. Bei der Flamme scheint im allgemeinen ein günstiges Zusammenwirken von Strömung, Hitze, Wasserdampf etc. vorhanden zu sein, welches den von Hrn. Garbasso erhaltenen Effect leicht hervorbringt. *Aber sobald man die störenden Umstände kennen gelernt, die dabei in Betracht kommen, gelingt es, wie gesagt, leicht ebenso auffallende Wirkungen durch bewegte Luft zu erhalten. Man ist also keineswegs genöthigt aus Erscheinungen, wie sie die Herren Sella und Majorana beschrieben, auf das Vorhandensein von Ionen zu schliessen.*

Was nun die im Anfange erwähnte Sicherheit der Schornsteine gegen Blitzschlag betrifft, so sprechen die hier beschriebenen Versuche kaum für die Verbrennungsgase als deren Ursache, denn solche veranlassen ja Funken in Fällen, bei denen in der Luft der Ausgleich der Electricitäten in einer anderen minder verderblichen Form der leuchtenden Ent-

1) Wasserdampf scheint an beiden Polen Funkenbildung zu befördern, besonders aber an der Anode.

ladung stattfindet. Um eine nähere Analogie mit einem rauchenden Schornstein zu erhalten, wurde eine kleine Terpentinflamme auf ihre Wirkung hin untersucht, aber sie zeigte kein irgend wesentlich anderes Verhalten als die übrigen Flammen. Zu beachten ist übrigens vielleicht auch bei Schornsteinen der Einfluss der Strömung, der jeder Funkenbildung entgegenwirkt, doch lässt sich die Grösse dieses Effectes ohne nähere Angaben nicht wohl beurtheilen.

Berlin, am 21. April 1898.

(Eingegangen 22. April 1898.)

7. *Mikroskopische Beobachtung von Wechselcontacten (Cohärer); von Leo Arons.*

Während Lodge die von Branly zuerst beobachteten Wirkungen electrischer Schwingungen auf den Widerstand von Metallpulvern, feinen Einschnitten in Stanniolblättern und ähnlichen Anordnungen mechanisch durch Bildung von Brücken zu erklären suchte, glaubte Branly selbst gegen diese Anschauung Einspruch erheben zu müssen und zwar wesentlich auf Grund von Versuchen, bei denen die Metallkörperchen in eine feste Masse (z. B. Paraffin) eingebettet waren. Branly scheint auch jetzt noch an der Meinung festzuhalten, dass durch die erregenden Schwingungen ein besonderer Zustand in dem die Metallkörper umgebenden Medium hervorgerufen würde.

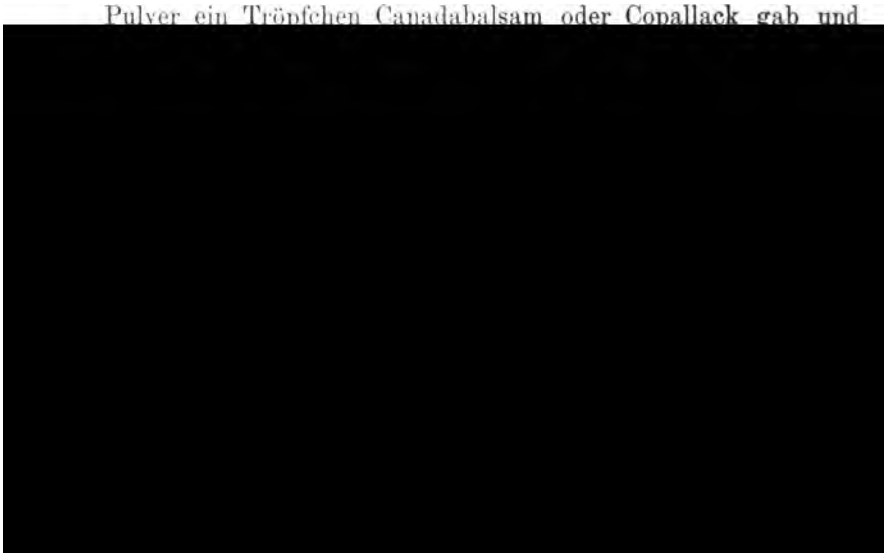
Es liegt nahe, das Mikroskop zur Entscheidung der Frage herbeizuziehen, ob mechanische oder sichtbare electrische Vorgänge (Funkenbildung) die Widerstandsänderungen solcher Wechselcontacte begleiten. Der Versuch ist gelegentlich von Branly selbst und auch, wie ich einer persönlichen Mittheilung entnehme, von Aschkinass ohne Ergebniss gemacht worden. Auch Fromme[1]) hat nur recht zweifelhafte Ergebnisse erhalten. In seiner Dissertation hat van Gulik[2]) Fünkchen zwischen kleinen Platinkugeln, sowie Bewegungen der letzteren unter dem Mikroskop beobachtet.

Durch einen günstigen Zufall gelang es mir, unter dem Mikroskop sehr deutliche Wirkungen von Schwingungen sowohl mechanischer wie electrischer Art auf Wechselcontacte in Metallpulvern zu beobachten und schliesslich eine Anordnung herzustellen, die die absolut sichere Wiederholung der Versuche ermöglicht. Ich beschränke mich darauf, diese Anordnung zu beschreiben und nur gelegentlich auf Einzelheiten aus der grossen Menge meiner Versuche hinzuweisen.

1) Fromme, Wied. Ann. 58. p. 99. 1896.
2) van Gulik, Proefschrift, Groningen 1896.

Die Schwingungen wurden in Lecher'schen Drähten erzeugt, welche bei 5 cm Abstand eine Länge von nur 5 m hatten. Drei Brücken waren beständig aufgelegt; ihre Entfernung vom offenen Ende waren $a = 2{,}06$ $b = 3{,}40$ und $c = 4{,}72$ m. Das Vorhandensein von Schwingungen wurde mittels einer Vacuumröhre controlirt. Der Erreger war ein kleiner Inductionsapparat mit sehr schnellem Unterbrecher.

Die Wechselcontacte wurden folgendermaassen hergestellt. Ein 2—3 cm breiter, 17—18 cm langer Stanniolstreifen wurde möglichst glatt und fest auf einen nach allen Seiten etwas überstehenden starken Spiegelglasstreifen geklebt und mittels eines sehr scharfen Messers nahe der Mitte eine Unterbrechungsstelle erzeugt von solchen Dimensionen, dass sie ganz und gar in das Gesichtsfeld des Mikroskops gebracht werden konnte. Zu diesem Zweck wurden entweder zwei Schnitte längs der Diagonalen des Stanniolrechtecks geführt und die entstehenden stumpfwinkligen Dreiecke abgelöst; oder es wurde der Stanniolstreifen in der Mitte auf etwa 1 cm Länge so weit geschwächt (auf Bruchtheile von 1 mm), dass die Breite hier etwas weniger als der Durchmesser des Mikroskopgesichtsfeldes betrug, und die Unterbrechung schliesslich durch einen feinen Schnitt senkrecht zur Längsrichtung hergestellt. Auf die Unterbrechungsstelle wurde schliesslich eine Spur Metallpulver gebracht (Messingfeile, feinste Eisenfeile, feinstes gefälltes Silber). Sehr dauerhafte Präparate erhielt ich dadurch, dass ich auf das Pulver ein Tröpfchen Canadabalsam oder Copallack gab und



und ein geeignet verzweigtes Galvanometer mittels angepresster Klemmschrauben zu den Stanniolblättern geleitet; im allgemeinen waren die Veränderungen durch die Schwingungen so stark, dass entweder bei völliger Empfindlichkeit des Galvanometers kein messbarer Ausschlag erfolgte (Widerstand des Wechselcontacts ∞, d. h. weit über 10^9 Ohm), oder dass bei Kurzschluss des Wechselcontacts keine Ausschlagsänderung des (verzweigten) Galvanometers stattfand (Vollcontact d. h. Widerstand des Wechselcontacts $< 10^3$ Ohm). Selten traten Zwischenstufen ein; zudem waren ihre Werthe so schwankend, dass eine Angabe der gemessenen Werthe bedeutungslos wäre.

Die eben hergestellten Präparate zeigen fast ausnahmslos den Widerstand ∞; unter der Wirkung der Schwingungen erhält man bei einigermaassen dichter Anordnung der Spähne fast stets sofort Vollcontact, während man unter dem Mikroskop heftige Bewegungen der Metalltheilchen und ein lebhaftes Funkenspiel beobachtet. Besonders hell leuchten die grünen Fünkchen des Silbers. Es ist dabei ziemlich gleichgültig, ob sich das Präparat in einem Abstand von 0,8 oder 3 cm von der Drahtebene oder ob es sich unter einem Knoten oder Bauch befindet. Auch ist es gleichgültig, ob das Präparat während des Spiels der Schwingungen mit dem übrigen Stromkreis verbunden oder von ihm isolirt ist.[1]) Ist der Contact einmal hergestellt, so kann man ihn bei den locker aufliegenden Spähnen meist durch Klopfen entfernen. Bisweilen bildet sich freilich, namentlich bei Messingfeilen, eine äusserst feste Brücke; ein einzelner Spahn lässt sich durch Klopfen nicht entfernen, er ist wie an das Stanniol angeschmolzen, seine Oberfläche meist oxydirt. Solche Spähne werden leicht mittels eines feinen Pinsels beseitigt. Bei den in Canadabalsam oder Copallack eingebetteten Präparaten genügt das Klopfen gewöhnlich nicht, dagegen bringt ein leichter Druck mit einem Holzstäbchen auf das Deckglas den Widerstand vom Vollcontact auf ∞.

Eine Erscheinung, die bei den üblichen Formen der

1) Unter Umständen kann der äussere Stromkreis die Wirkung verstärken; wahrscheinlich stehen dann die Zuleitungsdrähte in einem gewissen Resonanzverhältniss zu der erregenden Schwingung. Einer solchen zufällig besonders günstigen Anordnung verdanke ich die Ermuthigung zur Fortführung meiner anfangs vergeblichen Versuche.

Wechselcontacte nicht beobachtet wird, ist die Zerstörung des durch Schwingungen hergestellten Vollcontactes durch die nämlichen Schwingungen. Namentlich bei sehr kräftigen Schwingungen in der Nähe der Bäuche werden Brücken, die sich gebildet, fast regelmässig unter lebhafter Bewegung und Funkenbildung völlig zerstört. Eine Brücke muss schon sehr solide gebaut sein, wenn sie den starken Schwingungen Trotz bieten soll. Dass diese Zerstörung bei den praktisch verwertheten Wechselcontacten nicht beobachtet wird, liegt zweifellos daran, dass bei den unzähligen Theilchen derselben die Zerstörung einzelner Contacte durch die Bildung neuer mehr als ausglichen wird. [1])

Arbeitet man mit demselben eingebetteten Präparat längere Zeit ohne Unterbrechung, so wird es nach und nach unempfindlicher und endlich lässt sich überhaupt kein Contact mehr herstellen. Die mikroskopische Beobachtung zeigt dann, dass die Flüssigkeit von kleinen Gasbläschen durchsetzt ist. Dieselben mögen durch die erhebliche locale Erwärmung erzeugt sein, für die ja auch die oben erwähnte gelegentliche Oxydation und das Anschmelzen (?) der Messingspähne bei den nicht eingebetteten Präparaten spricht, oder durch Zersetzung unter Wirkung der Schwingungen entstanden sein, wie sie A. von Hemptinne [2]) kürzlich beobachtet hat. Ueberlässt man das mit Gasblasen durchsetzte Präparat einige Stunden sich selbst, so verschwinden die Gasblasen (entweder durch Abkühlung oder Absorption) und das Präparat ist wieder

und vielversprechenden Versuche Auerbach's[1]) die mechanische Erklärung der Wechselcontacterscheinungen so ausserordentlich an Gewicht gewonnen hat, dass die Beobachtungen, die auf andere Erklärungen hinweisen, sorgfältig gesammelt werden müssen.

Als bei einem Stanniolpräparat der transversale Schnitt besonders glatt und fein ausgefallen war (Breite 0,019 mm), setzte ich es *ohne* Metallpulver den Schwingungen aus. Hierbei zeigte sich ein feines Fünkchenspiel zwischen den Rändern, der Widerstand des Präparates ging von ∞ auf 10^7 Ohm herab. Unter dem Mikroskope zeigte sich, dass der Zwischenraum ziemlich gleichmässig mit einem feinen braunen Ueberzug bedeckt war, der nur hart an den Rändern je durch einen sehr feinen Strich von dem etwas ausgefranzten Stannoil getrennt war. Hier hatte offenbar durch *rein electrische* Vorgänge eine Brückenbildung stattgefunden. Der braune Ueberzug, wohl zerstäubtes und oxydirtes Stanniol, liess sich mit dem Pinsel leicht beseitigen.

Berlin, Phys. Institut d. Univ., Ostern 1898.

1) Auerbach, Wied. Ann. **64.** p. 611. 1898.

(Eingegangen 9. Mai 1898.)

8. *Ueber die Constanz von Normalwiderständen aus Manganin;*

von W. Jaeger und St. Lindeck.[1])

(Mittheilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.)

Nachdem die Arbeiten über die Herstellung der Widerstandseinheit in der Reichsanstalt nunmehr abgeschlossen sind[2]), sollen im Folgenden auch die Erfahrungen, welche im Laufe dieser Untersuchungen an den Copien, namentlich an denen aus Manganin, gewonnen worden sind, kurz mitgetheilt werden.

Zum besseren Verständniss möge bemerkt werden, dass die Einheit des electrischen Widerstandes in der Reichsanstalt durch 5 Quecksilber-Normalrohre gebildet wird, deren Widerstände durch geometrische Auswerthung ermittelt worden sind. Dieselben stimmen innerhalb weniger Hunderttausendstel überein.

An diese Normalrohre ist eine grössere Anzahl von gebogenen Quecksilbercopien ausgeschlossen, die im Vacuum gefüllt und dann zugeschmolzen wurden und die, ebenso wie die Normalrohre selbst, stets bei 0° gemessen werden. Neben diesen Copien kommen noch eine grössere Zahl von Drahtwiderständen aus Manganin[3]) in Betracht und zwar zunächst vier der Abtheilung I gehörige Büchsen von 1 Ohm, die in ziemlich kurzen Zeitintervallen sowohl untereinander als auch

Widerstandseinheit der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt alljährlich geschieht. Die Tabellen I, II, III geben eine Zusammenstellung der Werthe dieser Draht- und Quecksilbercopien zu verschiedenen Zeiten.

Weiterhin besitzt die Abtheilung II für die verschiedenen Decaden von 0,001 bis 10000 Ohm Normalwiderstände aus Manganinblech bez. -draht, welche mindestens jährlich durch Vergleichung mit den der Abtheilung II gehörigen Drahtnormalen von 1 Ohm an die Widerstandseinheit angeschlossen werden. Die hierbei erhaltenen Resultate sind in den Tab. IV bis VI zusammengestellt. Wie die nähere Betrachtung zeigt, ist die Constanz der Manganinwiderstände, welche sich bekanntlich auch durch einen sehr kleinen Temperaturcoefficienten auszeichnen, eine über Erwarten gute; sie übertreffen in dieser Beziehung noch die Quecksilbercopien.[1])

Für die Sicherheit genauer Widerstandsmessungen ist dies in hohem Maasse wichtig, da die Benutzung der Quecksilbernormale selbst, wegen der damit verbundenen zeitraubenden Operationen, in den meisten Fällen ausgeschlossen erscheint. Man kann deshalb nur in längeren Zeitintervallen auf die Normale selbst zurückgehen und muss sich in der Zwischenzeit auf die Richtigkeit der Copien verlassen können. Eine öftere relative Vergleichung der Copien untereinander, besonders wenn diese verschiedener Art sind, bietet einen gewissen Ersatz für den Anschluss an die Normalrohre; es ist als wahrscheinlich anzunehmen, dass die absolute Aenderung der Copien nicht grösser sein wird als die auftretenden relativen Aenderungen, zumal wenn sich dieser Schluss bereits für eine längere Zeitperiode bestätigt gefunden hat.

Da die früheren Erfahrungen mit Drahtwiderständen zum Theil ungünstig waren, so mussten erst besondere Untersuchungen über die Constanz der Präcisionswiderstände aus Manganindraht angestellt werden. Das bis jetzt vorliegende Beobachtungsmaterial erstreckt sich über einen Zeitraum von mehr als fünf Jahren. Wie aus den unten mitgetheilten Tabellen hervorgeht, betragen die Aenderungen der Draht- und

1) Die den Tabellen I bis III zu Grunde liegenden Beobachtungen sind grösstentheils von W. Jaeger, die der anderen Tabellen von St. Lindeck ausgeführt.

Tabelle I.

Manganinwiderstände nach Vergleichung mit den Quecks
(Internat. Ohm bei 18° der H-Scale.)

	Nr. 148a	Nr. 149a	Nr. 150a
März 1892	—	—	—
Januar 1895	1,012 145	0,998 573	0,998 543
Juni 1897	148	592	539

Tabelle II.

Vergleichung von Drahtwiderständen von 1 Ohm untereinander. (Inter

	Nr. 148a	Nr. 149a	Nr. 150a	Nr. 151	Nr. 22	Nr.
Material	Manganin				Patentnickel	
α [1])	+0,000 019	+0,000 015	+0,000 006	+0,000 021	+0,000 207	+0,00
Dec. 91	—	—	—	0,997 676	—	—
Oct. 92	1,012 157	—	0,998 560	678	0,996 887	0,996
Nov. 93	146	0,998 574	547	681	862	
Mai 94	152	573	545	682	—	
Jan. 96	152	575	541	690	—	
Jan. 97	157	585	538	695	—	
Juni 97	148	592	539	699	—	—
Jan. 98	156	588	533	702	—	

1) α = Temperaturcoefficient bei 18° C.

Blechwiderstände im Laufe des angegebenen Zeitraums mit geringen Ausnahmen nur wenige Hunderttausendstel. Innerhalb dieser Grenzen lässt sich also durch die Manganinbüchsen eine einmal festgelegte Einheit auch in dem Zeitraum zwischen den Vergleichungen mit den Normalrohren festhalten. Vergrössert wird diese Sicherheit noch durch die Quecksilbercopien, die ebenfalls von Zeit zu Zeit mit den Drahtwiderständen und den Normalrohren verglichen werden.

Sämmtliche angegebenen Widerstandswerthe gründen sich auf die Vergleichungen der vier Manganinwiderstände von Abtheilung I mit den Normalrohren im März 1892, Januar 1895 und Juni 1897, deren Ergebnisse in Tabelle I zusammengeund stellt sind.

Schon hieraus geht die gute Constanz dieser Widerstände hervor. Dieselben sind aber auch in der Zwischenzeit öfter untereinander verglichen worden; die vorstehende Tabelle II enthält den grössten Theil dieser Vergleichungen. Die Zahlen dieser Tabelle sind aus den Werthen der Tabelle I in der Weise abgeleitet, dass die kleinen Aenderungen des Mittelwerthes (Tabelle I, letzte Columne) auf die dazwischen liegende Zeit gleichmässig vertheilt wurden. Die übrigen in Tabelle II angegebenen Widerstände sind auf diese Mittelwerthe bezogen. Unter den Büchsen von Abtheilung II befinden sich ausser den Manganinwiderständen noch zwei ältere Büchsen aus Patentnickel, Nr. 22 und 23, die ebenfalls eine sehr befriedigende Constanz zeigen, aber wegen ihres etwa 10mal so grossen Temperaturcoefficienten und der grossen Thermokraft keine so genauen Messungen zulassen, wie die Manganinwiderstände. Zu den Prüfungen der eingesandten Widerstände werden jetzt nur die Manganinbüchsen 1A und 1C benutzt, die anderen drei Büchsen bieten lediglich ein historisches Interesse.

Bei diesen Messungen wurden zur Controle stets überschüssige Beobachtungen angestellt, welche in bekannter Weise ausgeglichen wurden; die Fehler der einzelnen Messungen betragen meist nur wenige Millionstel. Die grössten Veränderungen, nämlich 55 Millionstel in dem Zeitraume von $5^1/_2$ Jahren, zeigt Büchse Nr. 139. Es geht in diese Zahl freilich auch der Fehler aus der Vergleichung der Büchsen mit den Normalrohren ein, der ein Hunderttausendstel erreichen kann. Hierauf

sind auch vielleicht die kleinen Schwankungen zurückzuführen, welche die Widerstände mitunter zeigen. Die innerhalb eines Jahres auftretenden Widerstandsänderungen sind meist sehr gering; sie überschreiten selten ein Hunderttausendstel (bei den Büchsen Nr. 22 und 23 sind die Messungen, wie erwähnt, weniger genau).

Da anfangs die Constanz der Büchsen für die Ansprüche der Präcisionsmessung noch nicht hinreichend erwiesen war, so benutzte man ausser diesen noch eine grössere Anzahl von Quecksilbercopien zur Fixirung der Widerstandseinheit. Ueber diese Copien selbst vgl. die früheren Veröffentlichungen.[1]) Alle Vergleichungen zwischen den Quecksilbercopien und den Drahtbüchsen, welche gewöhnlich mit einer Vergleichung der Büchsen und Normalrohre Hand in Hand ging, sind mittels der nach Tabelle II bekannten Beziehungen zwischen den Büchsen auf Nr. 151 bezogen. In der Tabelle III sind die Differenzen der Quecksilbercopien gegen diese Büchse zu verschiedenen Zeiten zusammengestellt.

Die jährlichen Veränderungen der Differenzen sind, wie man sieht, im allgemeinen regelmässig; nur in der ersten Zeit haben sich einige Quecksilbercopien stärker verändert. Nr. 100 und 115 haben vom August 1892 bis März 1894 um etwa ein Zehntausendstel abgenommen; ebenso hat Nr. 100 im folgenden Zeitintervall nochmals um denselben Betrag abgenommen, während sich Nr. 115 normal verhielt. Vom Januar 1896 bis Februar 1897 zeigen sich keine erheblichen Abweichungen mehr. Für die

Tabelle III.

Differenzen der Quecksilbercopien (bei 0°) gegen den Manganinwiderstand Nr. 151 (bei 18°).
(Intern. Ohm.)

Temperatur 0°	18°	August 1892	Δ	März 1894	Δ	Januar 1896	Δ	Februar 1897
Nr. 102 —	Nr. 151	+ 0,001 544	− 52	+ 0,001 192	− 35	+ 0,001 457	− 30	+ 0,001 427
„ 117 „	„ 151	− 2 207	− 22	− 2 229	− 10	− 2 239	+ 3	− 2 236
„ 118 „	„ 151	− 2 225	− 31	− 2 259	− 15	− 2 274	+ 10	− 2 264
„ 114 „	„ 151	− 5 673	− 36	− 5 709	− 61	− 5 770	− 9	− 5 779
„ 115 „	„ 151	− 7 251	(− 133)	− 7 384	− 22	− 7 406	− 1	− 7 407
„ 100 „	„ 151	+ 2 769	(− 111)	+ 2 658	(− 108)	+ 2 550	− 1	+ 2 549
„ 110 „	„ 151	+ 9 311	− 18	+ 9 326	− 21	+ 9 305	− 9	+ 9 296
„ 103 „	„ 151	+ 9 940	− 31	+ 9 909	− 16	+ 9 893	− 7	+ 9 886
„ 116 „	„ 151	+ 2 696	− 23	+ 2 673	− 10	+ 2 663	+ 1	+ 2 664
„ 109 „	„ 151	+ 7 735	− 30	+ 7 705	− 13	+ 7 692	− 11	+ 7 681
„ 111 „	„ 151	+ 4 356	− 33	+ 4 323	− 4	+ 4 319	− 10	+ 4 309
„ 107 „	„ 151	+ 4 274	− 25	+ 4 249	− 10	+ 4 239	+ 12	+ 4 251
Mittlere Veränderung			− 30		− 20		− 4	Millionstel
Nr. 151		0,997 678	+ 4	0,997 682	+ 8	0,997 690	+ 5	0,997 695

Zeitraum vom August 1892 bis Februar 1897 nur 54 Millionstel; berücksichtigt man hierbei die Aenderung von + 17 Millionstel, welche nach Tab. II die Büchse Nr. 151 erfahren hat (vgl. letzte Columne von Tab. III), so verbleibt für die Quecksilbercopien eine Abnahme des Widerstandes von 37 Millionstel in $4^1/_2$ Jahren. Im letzten Zeitintervall haben sich die Quecksilbercopien bei Berücksichtigung der Zunahme von Nr. 151 gar nicht mehr geändert.

Man gewinnt hierdurch eine noch erhöhte Sicherheit für die Festhaltung der Widerstandseinheit als mit den Manganinbüchsen allein. Doch sind die Messungen mit den Quecksilbercopien unbequemer und wegen des grossen Temperaturcoefficienten von etwa 0,1 Proc. mit grösseren Fehlern behaftet; für den allgemeinen Gebrauch empfiehlt es sich daher auch bei Präcisionsmessungen Manganinbüchsen anzuwenden, die man von Zeit zu Zeit vergleichen lässt, und von der Anwendung von Quecksilbercopien ganz abzusehen.

Wie bereits oben erwähnt ist, besitzt die Abtheilung II der Reichsanstalt zur Prüfung eingesandter Widerstände eine grosse Reihe von Normalen der verschiedensten Beträge. Hier soll über die nach internationalen Ohm abgeglichene Reihe berichtet werden, deren einzelne Widerstände zumeist im Laufe des Jahres 1894 beschafft wurden und die aus folgenden Stücken besteht:

I. Normale von 1 bis 10 Ohm.

Die Normale 1 A, 1 B, 1 C werden in den drei möglichen Combinationen miteinander verglichen; mit Hülfe des bekannten Werthes von 1 A ergeben sich hierdurch die Werthe von 1 B und 1 C. Hierauf werden die Differenzen

$$2\,A - (1\,A + 1\,B), \quad 2\,A - (1\,B + 1\,C), \quad 2\,A - (1\,C + 1\,A)$$

beobachtet, woraus drei Werthe für 2 A folgen, deren Mittel zu der weiteren Berechnung benutzt wird. Ferner misst man die Differenz

$$5\,A - (1\,A + 1\,B + 1\,C + 2\,A)$$

mehrere Male; schliesslich werden noch die Differenzen

$$10\,A - (5\,A + 2\,A + 1\,A + 1\,B + 1\,C),$$

$$10\,B - (5\,A + 2\,A + 1\,A + 1\,B + 1\,C) \text{ und } 10\,A - 10\,B$$

direct beobachtet; eine einfache Ausgleichung liefert dann die Werthe von 10 A und 10 B. Alle diese Beobachtungen erfolgen mit der früher beschriebenen Verzweigungsbüchse[1]) und zwar einer solchen von 100 Ohm in der Wheatstone'schen bez. Thomson'schen Brücke. Für eine vollständige Vergleichung der Büchsen 1 A, 1 B, 1 C ist l. c. p. 529 bez. 429 ein ausführliches Beispiel bereits mitgetheilt. Die Messungen lassen sich stets so anordnen, dass der Einfluss der Verbindungswiderstände vollständig eliminirt wird.

Tab. IV enthält eine Zusammenstellung von sechs vollständigen Messungsreihen, die in der angegebenen Weise in der Zeit vom September 1894 bis Februar 1898 angestellt sind. Die cursiv gedruckten Zahlen sind die *unmittelbar beobachteten Differenzen* in Millionstel Ohm bei den Messungen bis einschliesslich 5 Ohm und in Hunderttausendstel Ohm bei den Messungen an den Büchsen 10 A und 10 B. Die fett gedruckten Zahlen sind die zu Grunde gelegten Werthe von 1 A, wie sie sich aus der Tab. II durch Interpolation ergeben. Hieraus sind dann die absoluten Werthe der anderen Büchsen unter Ausgleichung der überschüssigen Beobachtungen berechnet. Alle Messungen beziehen sich auf die Temperatur von

1) Feussner u. Lindeck, Wissensch. Abhandl. d. Physik.-Techn. Reichsanst. **2.** p. 524; Zeitschr. f. Instrumentenk. **15.** p. 425. 1895.

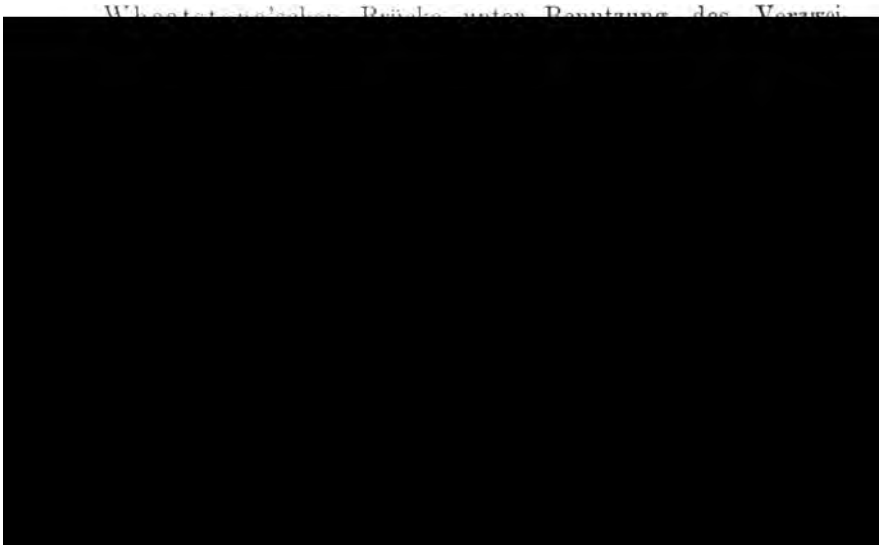
18° C. Am 30. Januar 1895 wurden die Büchsen 1A, 1B und 1C untereinander verglichen, da am 28. Januar 1895 die Büchse 1B aus Versehen längere Zeit auf über 60° C. im Petroleumbad erwärmt worden war. Wie man sieht, hat infolge hiervon der Widerstand von 1B nur um 0,004 Proc. abgenommen, um dann in drei Jahren langsam wieder anzusteigen.

Die Büchsen von 1 Ohm lassen einen Anstieg von 0,002 bis 0,003 Proc. in $3\,^1/_2$ Jahren erkennen, während in den Werthen für die Büchse von 2 Ohm ein Gang nicht auftritt. Die Büchse von 5 Ohm zeigt Schwankungen innerhalb von etwa 0,002 Proc. Dasselbe gilt für die beiden Büchsen von 10 Ohm.

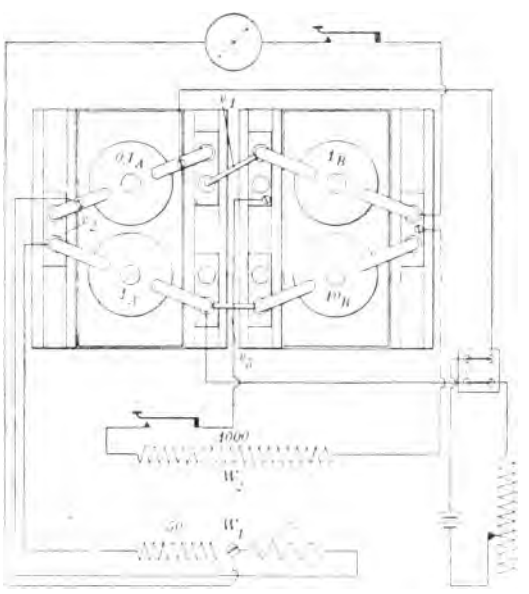
Die Constanz dieser sieben Widerstände ist um so bemerkenswerther, als sie ebenso wie die nunmehr zu besprechenden fast täglich benutzt werden.

II. Decaden von 0,1, 0,01 und 0,001 Ohm.

a) *Beobachtungsverfahren bei der Vergleichung kleiner Widerstände.* Nachdem durch die in Tab. IV zusammengefassten Messungen zwei Widerstände von 10 Ohm auf die Normale von 1 Ohm genau bezogen sind, können die Widerstände von 0.1, 0.01, 0.001 und 0.0001 Ohm, und andererseits solche von 100, 1000, 10000 Ohm etc. in der Thomson'schen bez. Wheatstone'schen Brücke unter Benutzung des Verzwei-



Bei Herstellung von Normalen für die Decaden unter Ohm, z. B. von 0,1 Ohm, kann man wegen der Verbindungsderstände eine directe Vergleichung der Summen nicht mehr sführen. Es ist schon bei der Decade von 0,1 Ohm nicht ehr möglich, genügend widerstandsfreie Verbindungen zweier lcher Büchsen herzustellen. Bei den Widerständen von 01 Ohm und darunter ist ein Hintereinanderschalten ganz sgeschlossen, da hier der Widerstand nicht von den Enden r Zuleitungsgel, sondern von n Enden des Widerstandsbleees aus rechnet.[1])



Tab. V entlt eine Reihe n Messungen an zwei Widerstänn von 0,1, 0,01 d 0,001 Ohm; e Beobachtunn reichen inssen hier zeith nicht so weit rück, wie die Tab. IV aufführten. Bei n Büchsen von . Ohm wurden nämlich zum Zweck einer möglichst präcisen finition des Widerstandes auf den Zuleitungsbügeln nachglich Abzweigschrauben angebracht. Die vor dieser Aderung angestellten Messungen sind also mit den späteren ht direct vergleichbar und deshalb hier weggelassen.

Bei den Widerständen von 0,01 Ohm waren früher etwa mm breite und 0,1 mm dicke Bleche benutzt worden. Es rde indessen die Erfahrung gemacht, dass die Verwendung nner Bleche für Präcisionswiderstände nicht zweckmässig . Im November 1896 ersetzte man daher die dünnen Bleche

1) Vgl. K. Feussner, Zeitschr. f. Instrumentenk. **10.** p. 425. 1890.

Tabe

Manganinnormale von 1 bis 10 Ohm (bezeichnet mit 1A, 1B, 1C, 2A,

Datum	1A − 1B	1A − 1C	1B − 1C	1A	1B	1C	2A − [1A + 1B]	2A − [1A + 1C]	2A −
	10^{-6} Ohm						10^{-6} Ohm		
3.—4./IX. 1894	+ 11	− 50	− 64	**0,999 876**	0,999 864	0,999 927	+ 201	+ 139	+
30./I. 1895	+ 58	− 42	− 99	**0,999 881**	0,999 823	0,999 922			
20./VI. 1895	+ 44	− 44	− 91	**0,999 885**	0,999 810	0,999 930	+ 198	+ 121	+
	+ 45	− 45	− 90				+ 202	+ 113$_5$	+
							+ 200	+ 113	+
12.—14. X. 1895	+ 38	− 48	− 86$_5$	**0,999 888**	0,999 850	0,999 936	+ 202	+ 119	+
									+
31. VII. bis 5. VIII. 1896	+ 35	− 45	− 82	**0,999 893**	0,999 857	0,999 938	+ 198	+ 118	+

10 B). Differenzen und absolute Werthe[1]) bei 18° C. in internat. Ohm.

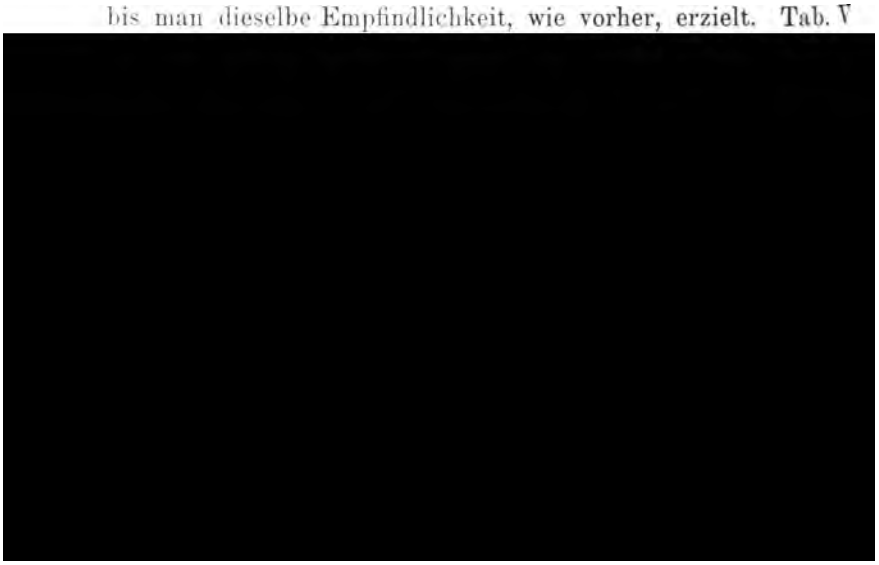
2 A	5 A − [1 A + ... 2 A]	5 A	10 A − [1 A + ... 5 A]	10 B − [1 A + ... 5 A]	10 A − 10 B	10 A	10 B
	10^{-6} Ohm		10^{-5} Ohm				
99 941	+ *169*						
942	*170*	5,000 077	+ *57*	+ *60*	+ *01*	10,000 27	10,000 27
940	*168*						
99 941							
99 925	+ *101*						
931	*397*	4,999 985	+ *69*	+ *14*	+ *23*	10,000 25	10,000 02
929	*408*						
99 928							
99 940	+ *171*						
943	*179*	5,000 095	+ *72*	+ *45*	+ 22_5	10,000 41_5	10,000 17_5
950	*182*						
99 944							
99 948	+ 118_5						
949	*132*	5,000 082	+ 58_5	+ *43*	+ *19*	10 000 32	10,000 14
949	*151*						
99 949							
99 934	+ *321*						
938	*325*	4,999 986	+ *62*	+ *17*	+ *15*	10,000 27	10,000 12
939	*319*						
99 937							
99 930	+ *197*						
929	*194*	4,999 864	+ *67*	+ 57_5	+ *11*	10,000 20	10,000 10_5
933	*189*				+ *10*		
99 931							

Die Messung der in Tab. V aufgeführten Widerstände geschieht in der folgenden Weise. Es wird in zwei Petroleum-

der aus Tab. II interpolirten (fettgedruckten) Werthe für 1 A sind die

bädern eine Brücke geschaltet (vgl. die Figur) aus den vier Normalwiderständen von 1, 10, 1 und 0,1 Ohm (z. B. 1 B, 10 B, 1 A und 0,1 A). Die geringen Verbindungswiderstände v_1 und v_3, die sich zu 1 und 10 Ohm addiren (etwa je 0,0001 Ohm), sind nach der Methode des directen Ausschlages bis auf 1 Mikrohm genau bestimmt. Der zwischen 1 und 0,1 liegende Verbindungswiderstand v_2 wird durch genügend hohe Widerstände (etwa 5 : 50 Ohm) aus einem Widerstandskasten W_1 überbrückt. Die kleinen Abweichungen von dem für den Strom Null der Brücke nothwendigen Verhältnisse werden in bekannter Weise durch Nebenschaltungen W_2 und Interpoliren ausgewerthet. Der Werth der 0.1 Ohm-Büchse ergiebt sich dabei auf wenige Millionstel genau. Die ganze Messung wird wiederholt, indem man 0,1 A durch 0,1 B ersetzt. Ferner wird mittels der Verzweigungsbüchse die Differenz 0,1 A — 0,1 B direct gemessen. Die Zahlen in Tab. V lassen erkennen, wie genau die aus den beiden ersten Messungen *berechnete* Differenz der Werthe von 0,1 A und 0,1 B mit der *beobachteten* übereinstimmt.

Die drei beobachteten Werthe für 0,1 A, 0,1 B und 0,1 A — 0,1 B werden ausgeglichen und dienen dann zur Bestimmung der nächst niederen Decade von 0,01 Ohm. Die Messung von 0,01 A und 0,01 B geschieht genau in der gleichen Weise, indem man in der durch die obige Figur dargestellten Anordnung einfach 1 A durch 0,1 A und 0,1 A bez. 0,1 B durch 0,01 A bez. 0,01 B ersetzt; die Stromstärke wird aufs neue regulirt, bis man dieselbe Empfindlichkeit, wie vorher, erzielt. Tab. V



torenbatterie von 8 Zellen zu je 30 Amp. Entladungsstromstärke entnommen.

Die Erfahrungen mit Normalwiderständen von 0,0001 Ohm sollen bei späterer Gelegenheit mitgetheilt werden, wenn erst Messungen über einen längeren Zeitraum hin vorliegen.

b) *Constanz der kleinen Widerstände.* Die Zahlen von Tab. V liefern den Beweis, dass sich Widerstände von kleinen Beträgen, die in der Electrotechnik zur Messung hoher Stromstärken in den letzten Jahren eine so grosse Bedeutung gewonnen haben, nicht nur mit einer die Zwecke der Praxis weit übersteigenden Genauigkeit messen lassen, sondern auch bei sachgemässer Ausführung während längerer Zeiträume sehr constant bleiben. Die grösste an den sechs in Tab. V aufgeführten Büchsen beobachtete Aenderung beträgt bei 0,1 B etwas über 0,01 Proc. in $2\,^1/_2$ Jahren.

Ueber die Messung kleiner Widerstände sollen zur Controle nach anderen Messmethoden als die vorbeschriebene noch weitere Versuche angestellt werden. Dass etwaige systematische Fehler in den Werthen der Tab. V nur sehr gering sein können, wurde übrigens schon im Jahre 1892 durch Messungen erwiesen, die von Cardew, Kahle und Lindeck im „Standardizing Laboratory" des Board of Trade in London vorgenommen wurden. Stromstärken von etwa 400 und 600 Amp. wurden mittels einer Thomson'schen Stromwaage gemessen; an einem in denselben Stromkreis eingeschalteten Normalwiderstand der Reichsanstalt von 0,001 Ohm (grosses Modell) wurde die Spannungsdifferenz mittels eines der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt gehörigen Compensationsapparates nebst Clark'schem Normalelement bestimmt. Die beiden Anordnungen ergaben für die genannten Stromstärken Werthe, die innerhalb der Beobachtungsfehler identisch waren. Dasselbe Resultat wurde erhalten, als eine Stromstärke von genau 1 Amp. mit der Normalstromwaage des genannten Laboratoriums[1]) und gleichzeitig mittels eines Normalwiderstandes

1) In England wird die Stromeinheit für gesetzliche Zwecke durch die Festsetzung der Grösse der Anziehung definirt, welche die feste und die bewegliche Spule obiger Normalwaage aufeinander ausüben, wenn 1 Amp. durch sie hindurchfliesst.

Tabelle V.

Manganinnormale von 0,1, 0,01 und 0,001 Ohm (bezeichnet mit 0,1A, 0,1B; 0,01A, 0,01B; 0,001A, 0,001B).
Differenzen und absolute Werthe[1]) bei 18° C. in internat. Ohm.

Datum	0,1A − 0,1B 10^{-7} Ohm	0,1A	0,1B
23. X. 1895	*− 291*	*0,0999 605*	*0,0999 893*
		604	**894**
5. IV. 1896	*− 301,5*	*0,0999 613*	*0,0999 929*
		618	**924**
4. VIII. 1896	*− 356*	*0,0999 613*	*0,0999 973*
		614	**972**
15. VI. 1897	*− 378*	*0,0999 621*	*0,1000 004*
		623	**002**
31. I. 1898	*− 376*	*0,0999 616*	*0,0999 988*
		615	**989**

Datum	0,01A − 0,01B 10^{-7} Ohm	0,01A	0,01B
13. XI. 1896	*+ 209*	*0,01 000 266*	*0,01 000 061*
		267	**060**
15. VI. 1897	*+ 211*	*0,01 000 247*	*0,01 000 040*
		248	**039**
1. II. 1898	*+ 211*	*0,01 000 234*	*0,01 000 027*
		236	**025**

Datum	0,001A − 0,001B	0,001A	0,001B

[redacted]

Tabelle VI.

Manganinnormale von 100, 1000, 10 000 Ohm (bezeichnet mit 100 A, 100 B; 1000 A, 1000 B; 10 000 A, 10 000 B).

Differenzen und absolute Werthe[1]) bei 18° C. in internat. Ohm.

Datum	100 A — 100 B 10^{-4} Ohm	100 A	100 B
23. II. 1895	—	*99,9859*	*99,9851*
21. VI. 1895	+ *7*	*99,9867*	*99,9856*
		866	857
15. X. 1895	+ *14*	*99,9931*	*99,9912*
		929	914
20. II. 1896	+ *12*	*99,9918*	*99,9902*
		917	903
7. VIII. 1896	+ *11*	*99,9926*	*99,9917*
		927	916
15. VII. 1897	+ *18*	*99,9906*	*99,9889*
		906	889
31. VII. 1898	+ *19*	*99,9899*	*99,9883*
		900	882

Datum	1000 A — 1000 B 10^{-3} Ohm	1000 A	1000 B
23. II. 1895	—	*999,946*	*999,943*
21. VI. 1895	*0*	*999,968*	*999,967*
		968	967
15. X. 1895	+ *6*	*1000,064*	*1000,056*
		063	057
20. II. 1896	+ *6*	*1000,053*	*1000,037*
		050	040
7. VIII. 1896	+ *1*	*1000,062*	*1000,058*
		060	060
15. VII. 1897	+ *12*	*1000,023*	*1000,012*
		023	012
28. I. 1898	+ *11*	*1000,003*	*999,993*
		003	993

1) Die cursiv gedruckten Zahlen sind die direct beobachteten Werthe; die übrigen wurden durch Ausgleichung derselben berechnet.

der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt von 0,1 Ohm durch Spannungsmessung ermittelt wurde.

Datum	10000 A—10000 B 10^{-2} Ohm	10000 A	10000 B
23./II. 1895	—	*10003,43*	*10003,13*
22./VI. 1895	+ *33*	*10003,24*	*10002,91*
		3,24	2,91
15./X. 1895	+ *33*	*10004,17*	*10003,87*
		4,18	3,86
22./II. 1896	+ *31*	*10004,42*	*10004,14*
		4,43	4,13
8./VIII. 1896	+ *39*	*10004,42*	*10004,10*
		4,44	4,08
15./VII. 1897	+ *28*	*10004,01*	*10003,71*
		4,00	3,72
28./I. 1898	+ *19*	*10003,99*	*10003,78*
		3,98	3,78

III. Decaden von 100, 1000 und 10000 Ohm.

Tab. VI enthält in der gleichen Anordnung wie die vorhergehende Zusammenstellung die Beobachtung an je zwei Büchsen von 100, 1000 und 10000 Ohm. Die Methode der Messung unterscheidet sich von der im Abschnitt II beschriebenen nur durch das Fehlen der Thomson'schen Ueberbrückung. Zunächst werden mittels des Verzweigungsverhältnisses 1 : 10 Ohm und der zweiten Normalbüchse von 10 Ohm

erden. Das künstliche Alterungsverfahren der Spulen durch twa zehnstündiges Erhitzen auf 140° C. zieht infolgedessen ei den hohen Widerständen procentisch eine viel stärkere Widerstandsabnahme nach sich als bei Widerständen aus ickerem Draht. Dieser starken Abnahme scheint namentlich i der ersten Zeit nach der Herstellung ein geringer Anstieg u folgen. Die in Tab. VI aufgeführten Normale sind zu olgenden Zeiten hergestellt: die Normale von 10 000 Ohm im Dezember 1893, die Büchsen von 100 Ohm im Juni und diejenigen von 1000 Ohm im October 1894.

Vielleicht empfiehlt es sich für die hohen Widerstände, as Alterungsverfahren, sei es in Bezug auf die Dauer oder en Grad der Erhitzung, etwas zu modificiren; über dahin ielende Versuche soll später berichtet werden.

Bei der Beglaubigung eingesandter Widerstände aus Manganin gewährleistet jetzt die Reichsanstalt für die verschiedenen Decaden folgende *absolute* Genauigkeit:

Für die Decaden von				1	und	10 Ohm	: 0,01	Proc.
„ „ „ „	100,	1000,	0,1	und	0,01	„	: 0,015	„
„ „ „ „		10 000	und	0,001		„	: 0,02	„
„ „ „ „				0,0001		„	: 0,03	„

Die vorstehende Mittheilung dürfte den Beweis liefern, ass diese Genauigkeitsgrenzen vollauf verbürgt werden können.

Charlottenburg, März 1898.

(Eingegangen 5. April 1898.)

9. *Einfache analytische Behandlung eines schematischen Falles electromagnetischer Schirmwirkung; von Leo Arons.*

Das Problem der sogenannten electrischen Schirmwirkung ist ein ziemlich verwickeltes; zu Unterrichtszwecken hat mir die analytische Behandlung eines einfachen Falles gute Dienste geleistet, bei dem der Einfluss der veränderten Leitfähigkeit eines benachbarten Leiters sowie der Unterschied des Verhaltens bei periodischer und aperiodischer Aenderung des Magnetfeldes in übersichtlichen Formeln zu Tage tritt. Im Folgenden erlaube ich mir diesen Fall kurz zu entwickeln.

Zwei Stromleiter, geschlossene Kreise, von durchaus gleichen Dimensionen, aber aus verschiedenem Stoff — also mit gleichem Selbstinductionscoefficienten p, aber verschiedenem Widerstand w_1 und w_2, befinden sich im Felde eines Magneten. Die Anzahl der die Kreise durchschneidenden Kraftlinien des Magnetfeldes werde mit n_1 und n_2 bezeichnet. Die augenblicklichen Stromintensitäten i_1 und i_2 zur Zeit t ergeben sich dann aus den Gleichungen:

$$\frac{dn_1}{dt} = p\frac{di_1}{dt} + w_1 i_1 \qquad \frac{dn_2}{dt} = p\frac{di_2}{dt} + w_2 i_2$$

Wird mit Hilfe dieser Beziehung i_2 aus der ersteren der Gleichungen (a) eliminirt, so erhält man für i_1 die Gleichung

$$-\frac{dn}{dt} = w_1 i_1 + p\left(1 + \frac{w_1}{w_2}\right)\frac{di_1}{dt},$$

Schreibt man

$$\frac{w_1 w_2}{w_1 + w_2} = w \quad \text{und} \quad \frac{p}{w} = \vartheta,$$

so ergiebt sich

$$\frac{di_1}{dt} + \frac{1}{\vartheta} i_1 = -\frac{1}{w_1 \vartheta}\frac{dn}{dt}$$

und integrirt

$$c) \qquad i_1 = c\,e^{-\frac{t}{\vartheta}} - \frac{1}{w_1 \vartheta} e^{-\frac{t}{\vartheta}} \int \frac{dn}{dt} e^{\frac{t}{\vartheta}} dt;$$

worin c die Integrationsconstante ist. Es sollen jetzt über den Verlauf von n mit der Zeit zwei verschiedene Annahmen gemacht werden.

1. Das Feld werde durch Entfernen des Magneten zum Verschwinden gebracht, entsprechend der Faraday'schen Versuchsanordnung. [1])

Bezeichnet N die Zahl der Kraftlinien, die bei ruhendem Magneten die Kreise durchsetzen, und beginnt die Bewegung des Magneten zur Zeit $t = 0$, so kann — bei geeigneter Art der Bewegung — gesetzt werden $n = N e^{-t/T}$, worin T die Zeit angiebt, innerhalb deren n von N auf $1/e\,N$ sinkt. Setzt man den Werth für n in (c) ein, so ergiebt sich

$$i_1 = c\,e^{-\frac{t}{\vartheta}} + \frac{N}{w_1 (T - \vartheta)}\left\{e^{-\frac{t}{T}} - e^{-\frac{t}{\vartheta}}\right\}$$

und da für $t = 0$ $i_1 = 0$, also $c = 0$ sein muss

$$(d) \quad \begin{cases} i_1 = \dfrac{N}{w_1 (T - \vartheta)}\left\{e^{-\frac{t}{T}} - e^{-\frac{t}{\vartheta}}\right\} \\ \text{und} \\ i_2 = \dfrac{N}{w_2 (T - \vartheta)}\left\{e^{-\frac{t}{T}} - e^{-\frac{t}{\vartheta}}\right\} \end{cases}$$

Wir untersuchen i_2 in seiner Abhängigkeit von w_1 die durch ϑ bedingt ist

$$\left(\vartheta = \frac{p(w_1 + w_2)}{w_1 w_2}\right).$$

1) Faraday, Exp. Res. **14.** § 1724 und 1725.

Es zeigt sich, dass für $\vartheta \gtrless T$ i_2 stets positiv bleibt; es steigt mit wachsenden Werthen von t von 0 bis zu einem Maximum auf, um dann asymptotisch zum Werth 0 abzusinken. Der Zeitwerth, für den i_2 das Maximum erreicht, folgt aus

$$-\frac{1}{T}e^{-\frac{t}{T}}+\frac{1}{\vartheta}e^{-\frac{t}{\vartheta}}=0,$$

als

$$t_m=\frac{\vartheta T}{\vartheta-T}\lg\frac{\vartheta}{T} \tag{e}$$

und durch Einsetzen der Maximalwerthe von i_2 als

$$(f)\quad i_m=\frac{N}{w_2(T-\vartheta)}\left\{\left(\frac{\vartheta}{T}\right)^{-\frac{\vartheta}{\vartheta-T}}-\left(\frac{\vartheta}{T}\right)^{-\frac{T}{\vartheta-T}}\right\}$$

$$=\frac{N}{w_2 T}\left(\frac{\vartheta}{T}\right)^{\frac{\vartheta}{T-\vartheta}}=\frac{N}{w_2 T}e^{-\frac{t_m}{T}}.$$

Da

$$\frac{dt_m}{d\vartheta}=\frac{T}{(\vartheta-T)^2}\left\{\vartheta-T\lg\frac{\vartheta}{T}-T\right\}=\left(\frac{T^2}{\vartheta-T}\right)^2\cdot\left\{\frac{\vartheta}{T}-\lg\frac{\vartheta}{T}-1\right\}$$

stets positiv ist, zeigt sich, dass mit wachsendem ϑ, also mit abnehmendem w_1 t_m grösseren Werthen zustrebt. Aus (f) folgt, dass umgekehrt i_m mit abnehmendem w_1 kleiner wird. Unter allen Umständen bewirkt also die Anwesenheit des Stromkreises 1 eine Verzögerung des Stromanstieges im Kreise 2. Je kleiner w_1, desto später erreicht i_2 sein Maximum, dessen Werth ausserdem herabgedrückt ist.

es Versuches den Kreis durchsetzenden Kraftlinien in Betracht ommt, unabhängig vom Uebergang aus dem Anfangs- in den ndzustand. Und dieser Satz gilt unabhängig von unserer esonderen Versuchsanordnung, sodass der negative Erfolg des araday'schen Experiments verständlich ist, selbst wenn die eeinflussende Strombahn aus einer massiven Metallplatte an telle des Kreises besteht.

2. Das Magnetfeld sei ein periodisches, etwa durch Rotiren ines den Kreisen benachbarten Magneten erzeugtes (Schema es Henry'schen Versuches.[1]) Wir schreiben $n = N \cos m t$, orin m mit der Zeitdauer einer Vollperiode T durch $m = 2\pi / T$ usammenhängt. Setzen wir diesen Ausdruck von n in (c) ein, o erhalten wir (unter Vernachlässigung des nicht periodischen usdrucks)

$$i_1 = \frac{m N}{w_1 \sqrt{1 + \vartheta^2 m^2}} \sin (m t - \delta)$$

$$i_2 = \frac{m N}{w_2 \sqrt{1 + \vartheta^2 m^2}} \sin (m t - \delta) \qquad \operatorname{tg} \delta = m \vartheta$$

Betrachten wir auch hier wieder i_2 in seiner Abhängigeit von w_1. Es zeigt sich, dass i_2 sowohl nach Amplitude ie Phase von w_1 (durch ϑ) abhängt, die Periode bleibt ungendert gleich der des Feldes. Ist $w_1 = \infty$, so ist $w = w_2$ und $= p / w_2$; dann ist die Amplitude von i_2, die mit J bezeichnet erden mag,

$$J = \frac{m N}{\sqrt{w_2^2 + m^2 p^2}}.$$

Erhält w_1 jetzt endliche abnehmende Werthe, so ändert ich erstens die beiden Strömen gemeinsame Phase, gleichzeitig aber auch J, und zwar nimmt J beständig ab. Könnte nan $w_1 = 0$ machen, so würde die Phase der Ströme um 180° gegen die des Feldes verschoben sein ($\delta = 90°$), J aber würde den Werth 0 haben, d. h. es würde völlige „Schirmwirkung" stattfinden. Die Amplitude im ersten Stromkreis würde dabei einen endlichen Werth behalten, nämlich N/p. st auch dieser Zustand ($w_1 = 0$) nicht zu erreichen, so sieht nan doch, dass durch Verkleinern von w_1 gegenüber w_2 die tromintensität im zweiten Leiterkreise stark herabgedrückt

1) Henry, Phil. Mag. **16.** p. 257. 1840.

werden kann. Freilich ist dazu erforderlich, dass der Ausdruck $\vartheta^2 m^2$ gross gegen 1 wird. Die Erscheinung wird also unter unserer Annahme erst bei sehr grosser Wechselzahl des Feldes auftreten.

Bei den Versuchen, denen in jüngster Zeit Elihu Thomson mannichfaltige Formen gegeben hat, dient als schirmender Stromkreis eine massive Metallplatte; für solche lassen sich die in Betracht kommenden Grössen, Selbstinductionscoefficient und Coefficient der gegenseitigen Induction nicht berechnen; vom Widerstand wissen wir wenigstens, dass er ausserordentlich klein ist. Seine Bedeutung wird leicht ersichtlich gemacht, indem man die Platte radial aufschlitzt; die Schirmwirkung wird dadurch vernichtet oder doch ausserordentlich stark herabgesetzt.

Schliesslich mag noch betont werden, dass bei unserer gedachten Anordnung der „schirmende“ Kreis von kleinem Widerstand in Bezug auf den felderzeugenden Magneten „vor“ oder „hinter“ dem „geschirmten“ Ring liegen kann.

(Eingegangen 9. Mai 1898.)

10. *Ueber die Dispersion des ylvins und das Reflexionsvermögen der Metalle; von A. Trowbridge.*

(Hierzu Taf. III Fig. 1—3.)

§ 1.

Theoretische Ueberlegungen führen zu dem Schluss, dass e optischen Eigenschaften der Metalle vollständig durch zwei nstanten, den Haupteinfallswinkel und das Hauptazimuth, stimmt sind.

Während die theoretischen Deductionen durch Messungen sichtbaren Spectrum vollständig bestätigt worden sind, eine Vergleichung der Forderungen der Theorie mit dem sultat directer Messung im weiteren ultrarothen Spectralbiet nicht gemacht worden, hauptsächlich wegen der Schwierigit, die optischen Constanten für diesen Theil des Spectrums bestimmen.

Ein Ausdruck für das Reflexionsvermögen r der Metalle i senkrechter Incidenz kann aus der electromagnetischen heorie des Lichtes hergeleitet werden, welche r giebt in sdrücken des Brechungsexponenten n des Metalles, seines sorptionscoefficienten k und der Magnetisirungsconstante μ. enn auch durch die Messung einer dieser Grössen wenig Licht f die schwierigen Fragen geworfen werden kann, welche die tische Theorie der Metalle stellt[1]), so habe ich dennoch eine perimentelle Bestimmung des Reflexionsvermögens einer Anhl von Metallen gemacht, um zu ersehen, ob die Metalle lective Reflexion in dem weiteren ultrarothen Spectrum igen oder ob die Reflexion stetig mit zunehmender Wellenge zunimmt.

§ 2.

Directe Messungen des Reflexionsvermögens verschiedener etalle wurden zuerst, soviel ich weiss, von de la Pro-

1) Winkelmann's Physik, Artikel über Reflexion der Metalle von ude oder Physik des Aethers.

vostaye und P. Desains[1]) ausgeführt, welche u. a. Anzeichen dafür fanden, dass für einen constanten Einfallswinkel die Reflexion mit zunehmender Wellenlänge zunahm.

In den letzten Jahren machte Langley[2]) eine experimentelle Bestimmung des Reflexionsvermögens von Silber, und gleichzeitig Rubens[3]) eine Bestimmung des Reflexionsvermögens r von Silber, Gold, Kupfer, Eisen und Nickel bis zur Wellenlänge $\lambda = 2{,}7\,\mu - 3{,}2\,\mu$ bei einem Einfallswinkel von $12 - 15^0$ und kam zu den folgenden Schlüssen:

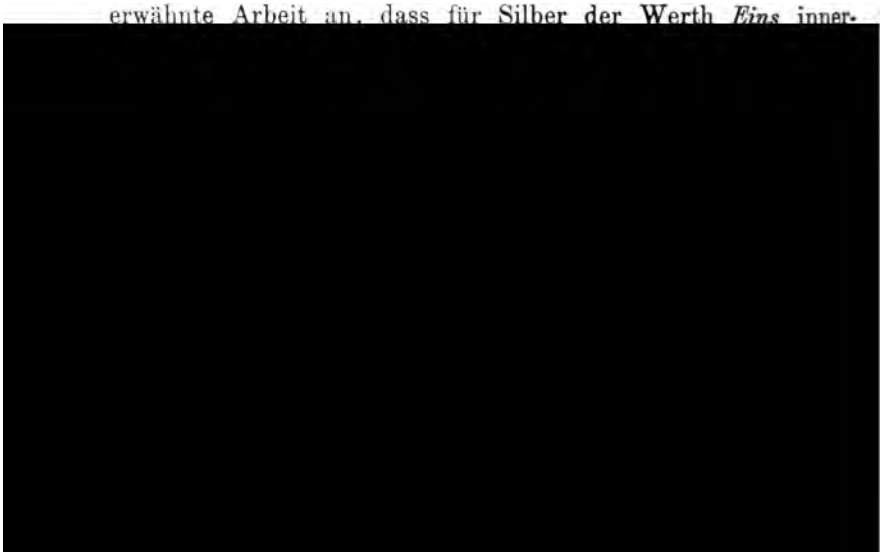
1. dass r im allgemeinen grösser ist für das ultrarothe als für das sichtbare Spectrum;

2. dass für die guten Wärme- und Electricitätsleiter r grösser ist als für die schlechten;

3. dass die Metalle mit starker Dispersion im sichtbaren Spectrum eine erhebliche Veränderung von r mit der Wellenlänge zeigen.

Später, in einer Arbeit von E. F. Nichols[4]), wurde die Reflexion des Silbers untersucht bis zur Wellenlänge $\lambda = 9{,}0\,\mu$. Für Wellenlängen über $\lambda = 4{,}0\,\mu$ hinaus ergab sich die Reflexion als eine totale.

In einer vor kurzem veröffentlichten Mittheilung von Rubens und Nichols[5]) ist das Reflexionsvermögen von sieben Metallen (Gold, Platin, Kupfer, Eisen, Nickel, Messing und Spiegelmetall) für $\lambda = 23{,}7\,\mu$ als gleich mit dem des Silbers angegeben. Die Verfasser nahmen mit Rücksicht auf die letzterwähnte Arbeit an, dass für Silber der Werth *Eins* inner-



§ 3.

Die im Folgenden mitgetheilten Resultate wurden erhalten durch directe Vergleichung der Reflexion an den sechs Metallen (Gold, Kupfer, Messing, Eisen, Nickel und Spiegelmetall) mit der an Silber für eine Anzahl von Punkten im Spectralgebiet zwischen $\lambda = 1{,}0\,\mu$ und $\lambda = 15{,}0\,\mu$, wobei der Einfallswinkel annähernd 10^0 war. Das Reflexionsvermögen ergab sich hieraus bis $\lambda = 9{,}0\,\mu$ unter Zugrundelegung der von Nichols für Silber experimentell gefundenen Werthe; jenseits $9\,\mu$ wurde die Reflexion am Silber als eine totale angenommen.

Um unter den besten Bedingungen zu arbeiten, waren zwei verschiedene Spectralanordnungen nothwendig. Bei der ersten Anordnung wurde ein Fluoritprisma wegen seiner relativ grossen Dispersion benutzt, bis zur Wellenlänge $\lambda = 9\,\mu$, wo Fluorit bereits stark absorbirt und daher aufhört als Prismasubstanz vortheilhaft zu sein. Bei der zweiten Anordnung wurde der durchsichtigere, aber weniger dispergirende Sylvin als Prismasubstanz benutzt. Bei der letzteren Anordnung wurde die Reinheit des Spectrums durch doppelte spectrale Zerlegung gesichert.

§ 4.

Die Dispersion des Sylvins ist bereits mehrfach Gegenstand experimenteller Untersuchungen gewesen. Es existiren darüber die Arbeiten von Rubens und Snow[1]), Rubens[2]), Rubens und Nichols[3]) und endlich von Rubens und mir.[4])

Die erste dieser Arbeiten umfasst das Gebiet zwischen $\lambda = 0{,}434\,\mu$ und $\lambda = 8{,}022\,\mu$. Ein Irrthum wurde nachträglich von den Verfassern gefunden, wonach die Werthe für den Brechungsexponenten zwischen $\lambda = 5{,}0\,\mu$ und $\lambda = 8{,}022\,\mu$ unrichtig waren.

In der an zweiter Stelle angegebenen Arbeit wurde die Dispersion bis zur Wellenlänge $\lambda = 7{,}08\,\mu$ untersucht; die Methode bestand in der Vergleichung der bekannten Dispersion

1) Rubens u. Snow, Wied. Ann. **46.** p. 529. 1892.
2) Rubens, Wied. Ann. **53.** p. 267. 1894; **54.** p. 476. 1895.
3) Rubens u. Nichols, Wied. Ann. **60.** p. 413. 1897.
4) Rubens u. Trowbridge, Wied. Ann. **60.** p. 724. 1897.

in Fluorit mit der in Sylvin. In der dritten Arbeit wurden die Brechungsexponenten für zwei isolirte Wellenlängen ($\lambda = 20{,}6\,\mu$ und $\lambda = 22{,}5\,\mu$) bestimmt und die Constanten der Ketteler-Helmholtz'schen Dispersionsformel

$$n^2 = b^2 + \frac{m_1}{\lambda^2 - \lambda_1^2} - \frac{m_2}{\lambda_2^2 - \lambda^2} \tag{1}$$

berechnet, wobei die früheren Daten und der Brechungsexponent für die Wellenlänge $\lambda = 20{,}6\,\mu$ benutzt wurden.

In der letzten der oben citirten Arbeiten wurde die Correctheit der so erhaltenen theoretischen Dispersionscurve im Spectralgebiet zwischen $\lambda = 10{,}0\,\mu$ und $\lambda = 18{,}0\,\mu$ geprüft mit Hülfe eines Gitters aus parallelen Silberdrähten und eines spitzwinkligen Sylvinprismas, wobei eine von der Langley'schen nicht wesentlich verschiedene Methode[1]) benutzt wurde.

In dem Bereich der Wellenlängen $\lambda = 5{,}0\,\mu$ bis $\lambda = 10{,}0\,\mu$ sind hiernach directe Messungen nicht vorgenommen. Da nun aber in der vorliegenden Arbeit zum Theil innerhalb dieses Bereiches Beobachtungen anzustellen waren, schien es mir rathsam, die Bestimmung der Dispersion des Sylvins innerhalb des genannten Bereiches durch directe Messungen, wenn möglich nach der Langley'schen Methode, vorzunehmen. Dieser Gedanke wurde dadurch wesentlich befestigt, dass Hr. Paschen das von ihm mehrfach benutzte vorzügliche Rowland'sche Gitter zu einer derartigen Untersuchung freundlichst zur Verfügung stellte. Es sei mir gestattet, an dieser Stelle

genaue Kenntniss der Versuchsanordnung und mancher experimentellen Einzelheiten gegründet werden kann.

§ 5. Versuchsanordnung.

Die Anordnung des Apparates war im Princip identisch mit derjenigen, welche Langley in seiner Arbeit über die Dispersion ultrarother Strahlen in Steinsalz benutzt hat. Die specielle Form der Langley'schen Einrichtung, hier im ersten Theil des ultrarothen Spectrums angewendet, ist schematisch in Fig. 1 dargestellt. In derselben stellt a die Energiequelle dar (Linnemann's Zirkonbrenner), b einen auf der Vorderseite versilberten Hohlspiegel, welcher die Strahlen von a parallel machte, bevor sie auf das concave Rowland'sche Gitter g_{I} fielen. Das Gitter g_{I} war symmetrisch aufgestellt auf der verticalen Axe des getheilten Kreises c, welcher mit dem Mikrometermikroskop $m\,m$ versehen war zur Ablesung der Winkel, um welche das Gitter gedreht wurde. Im Brennpunkt des concaven Gitters stand der bilaterale Spalt s_{I} des Spiegelspectrometers $s_{\mathrm{I}}\ l_{\mathrm{I}}\ l_{\mathrm{II}}\ e_{\mathrm{III}}\ s_{\mathrm{II}}$, auf dessen drehbarem Tischchen das Sylvinprisma p aufgestellt war. Das divergirende Strahlenbündel, das von dem Spalt s_{II} ausging, wurde in einen Brennpunkt auf dem einen Flügel eines Nichols'schen Radiometers vereinigt mit Hülfe des silbernen Hohlspiegels l_{IV} von kurzer Brennweite.

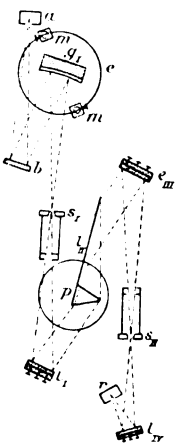


Fig. 1.

Die Benutzung des Radiometers als des Messinstrumentes erfordert, dass der Spalt s_{II} feststeht, da das Radiometer in seiner gegenwärtigen Form nicht an dem beweglichen Arm des Spectrometers befestigt werden kann. Diese Schwierigkeit wird überwunden durch Anwendung der Methode von Wadsworth[1]), bei der die Spalte und Spiegel des Spectrometers feststehen. Die Abänderung der gewöhnlichen Einrichtung besteht in der Einführung eines silbernen Planspiegels l_{II}, der fest mit dem Prisma p verbunden ist und mit

1) Wadsworth, Phil. Mag. 38. p. 357. 1894.

demselben um die verticale Axe des Spectrometers s_I l_I l_{II} e_{III} s_{II} gedreht wird.

Die Anordnung des Theiles a b g_I s_I ist von der Langley'schen Einrichtung verschieden und bedarf daher einer etwas ausführlicheren Beschreibung. Der Apparat wurde zuerst in der von Langley benutzten Rowland'schen Art hergestellt, d. h. Spalt, Gitter und Bild auf dem Umfang eines Kreises angebracht, dessen Durchmesser gleich dem Radius der Krümmung der Hohlgitteroberfläche ist. Es zeigte sich jedoch bald, dass zum Zwecke der vorliegenden Arbeit dies nicht die vortheilhafteste Anordnung war, wie sich aus der folgenden Betrachtung ergiebt.

Wenn, wie in unserem Falle, die Dispersion in dem Gitterspectrum gross ist im Vergleich mit der in dem Prismaspectrum, so wird durch den Spalt s_I des Prismaspectrometers (welcher eng gemacht werden muss, da die Dispersionskraft der Prismasubstanz gering ist) aus dem grossen Gitterspectrum nur ein kleiner Theil der Energie irgend einer Wellenlänge λ ausgeschnitten, sodass Energie dieser Wellenlänge, welche zur Messung verwendbar wäre, unbenutzt bleibt. Dies ist von geringer Bedeutung für optische Messungen im sichtbaren Spectrum oder für Wärmemessungen im ersten Theil des ultrarothen Spectrums, wo die Energie gross ist, aber in dem weiteren ultrarothen Spectralgebiet ist es von grosser Wichtigkeit, die gesammte geringe Energie, die dort vorhanden ist, für die Messung nutzbar zu machen.

persion des Sylvins war die Bedingung der Dispersionsgleichheit von Gitter und Prisma in diesem Falle auch nicht annähernd erfüllt.

Die grosse Verschiedenheit zwischen den Dispersionen des Gitters und des Prismas, die in der Rowland'schen Anordnung vorhanden ist, wurde zum Theil dadurch beseitigt, dass die Strahlen von dem Linnemann'schen Brenner parallel gemacht wurden, bevor sie auf die Gitteroberfläche fielen. Dies verringerte die Dispersion des Gitters, sodass sie sich zu der im Verhältniss zum Prismas etwa wie 50:1 verhält.

Um genügende Energie für Messungen in den Gitterspectren der höheren Ordnungen zu gewinnen, musste der Spalt[1]) des Gitterspectrometers erweitert werden, bis er vielmal breiter war wie der des Prismaspectrometers. Dass dies statthaft ist, geht aus der folgenden Betrachtung hervor.

Die Reinheit eines Spectrums hängt von der Weite des Collimatorspaltes und von der Dispersionskraft des Prismas (oder Gitters) ab. In der That ist die Reinheit direct proportional der Dispersion und umgekehrt proportional der Spaltweite. So ist für das Prismaspectrum die Reinheit $Rp = A(Dp/Sp)$ und für das Gitterspectrum die Reinheit $Rg = A(Dg/Sg)$, wo Dp und Dg die Dispersion des Prismas bez. des Gitters, Sp und Sg die Spaltweiten bedeuten und A ein Proportionalitätsfactor ist.

Nun ist, wenn Gitter und Prisma nacheinander angebracht werden zu doppelter Dispersion, sofern die Reinheit für beide Spectren dieselbe sein soll, $Sg : Sp = Dg : Dp$.

Im vorliegenden Fall war es daher statthaft, das Verhältniss der Spaltweiten Sg zu Sp auf 50 zu 1 zu erhöhen. Wenn der vordere Spalt des Prismaspectrometers bis zu 0,2 mm geöffnet wurde, konnte der Spalt des Gitterspectrometers bis zu ungefähr 1 cm erweitert werden.

Da dies die Breite des Zirkonblättchens des Linnemann'schen Brenners war, so sah ich von der Benutzung eines Spaltes gänzlich ab und benutzte das runde Zirkonblättchen als einen Spalt von constanter Grösse. Mit dieser Anordnung konnte ich genügende Energie erhalten, um mit dem Rowland'-

1) Der Spalt ist nicht in Fig. 1 angegeben.

schen Hohlgitter Messungen bis zur Wellenlänge $\lambda = 5{,}893\,\mu$ auszuführen.

Von diesem Punkt bis zur Wellenlänge $\lambda = 11{,}197\,\mu$ wurde ein Gitter aus parallelen Silberdrähten mit einer viel kleineren Dispersion an Stelle des Rowland'schen Hohlgitters gesetzt.

Da ein Theil der Spectraleinrichtung mit dem Drahtgitter sich wesentlich von der soeben beschriebenen unterscheidet, ist er schematisch in Fig. 2 dargestellt. Hier bedeutet *a*, wie vorher, die Energiequelle, *b* einen silbernen Hohlspiegel, welcher ein reelles Bild der Zirkonplatte *a* auf den Spalt s' des Spiegelspectrometers $s'\ e'\ g_{II}\ e''\ s_I$ wirft. Das Drahtgitter g_{II} wurde senkrecht aufgestellt auf dem Wege des Bündels paralleler Strahlen $e'\ e''$, wobei die Ebene der Drähte annähernd im rechten Winkel zu dem Wege der Strahlen war. In dieser Lage wurde es während der Beobachtungen festgehalten. Der Spiegel e'' wurde senkrecht auf der Mitte des Spectrometertischchens angebracht, durch dessen Drehung die Spectren der verschiedenen Ordnungen, rechts und links, auf den bilateralen Spalt s_I des bereits erwähnten Prismaspectrometers $s_I\ l_I\ p\ l_{II}\ e_{III}\ s_{II}$ geworfen werden konnten.

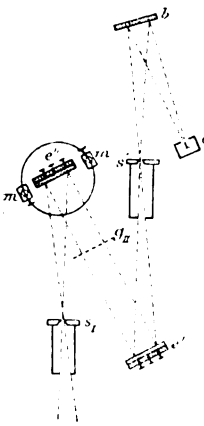


Fig. 2.

Das Gitterspectrometer $s' e' e'' s_{\mathrm{I}}$ war ein grosses Meyerstein'sches Instrument, welches für die gegenwärtige Arbeit in ein Spiegelspectrometer verwandelt war. Mit Hülfe der Mikrometermikroskope war es möglich, auf dem getheilten Kreise Winkel bis zu zwei Bogensecunden abzulesen. Die Spiegel $e' e''$ hatten jeder eine Brennweite von 42 cm und eine Oeffnung von 7 cm.

Das Rowland'sche Hohlgitter g_{I} war das von Hrn. Paschen[1]) für seine Messungen der Dispersion ultrarother Strahlen in Fluorit benutzte. Die Breite der getheilten Oberfläche war 13,2 cm und die Länge derselben war 8 cm; die Zahl der Linien pro Millimeter war 142,1 und der Radius der concaven Oberfläche war 1,753 m.

Das Gitter g_{II}, welches ausführlicher von Rubens und Nichols[2]) beschrieben worden ist, besteht aus parallelen, 0,1858 mm dicken Silberdrähten, die so gewunden sind, dass die Entfernung zwischen den Drähten der Dicke derselben gleich ist. Die Strahlungsintensität im $m$ten Beugungsbild enthält den Factor $\sin^2 m\pi p$, wo p das Oeffnungsverhältniss[3]) ist.

Für Gitter, die in der eben erwähnten Weise gewunden sind, ist $p = {}^1/_2$, d. h. die Intensität der Beugungsbilder der geraden Ordnungen ist gleich Null, und die Beugungsbilder der ungeraden Ordnungen sind allein vorhanden.[4])

Beide Gitter, g_{I} und g_{II}, wurden optisch calibrirt mit dem gelben Natriumlicht, und zu den beobachteten Einstellungen des Spectrometers $a\,b\,g\,s$ kehrte man später, bei Beobachtungen in dem ultrarothen Spectralgebiete, wieder zurück. Bei Anwendung des Gitters g_{I} wurde ultrarothe Energie von jedem der Bilder erster und gelegentlich zweiter und dritter Ordnung benutzt, während bei dem Drahtgitter g_{II} nur ultrarothe Energie von der ersten Ordnung benutzt wurde. Die vorstehende Tabelle I giebt die Resultate der Beobachtungen, die bei der

1) Paschen, Wied. Ann. **53.** p. 301. 1894.

2) Rubens u. Nichols, Wied. Ann. **60.** p. 418. 1897.

3) Unter Oeffnungsverhältniss ist das Verhältniss zwischen Oeffnungsbreite und Gitterconstante zu verstehen.

4) Vgl. H. E. J. G. du Bois u. H. Rubens, Wied. Ann. **49.** p. 593. 1893.

Tabelle I.

Rowland-Concavgitter						
Ordnung	Ablenkung		$\frac{R+L}{2}$	Gitterconstante	Ordnung	Abl
	Rechts	Links				Rechts
1	2,51°	2,52°	2,515°	0,013428	1	0°02′ 28″
2	5,08	5,02	5,05	0,013388	3	0 08 02
3	7,59	7,59	7,59	0,013384	5	0 13 28
4	10,11	10,01	10,06	0,013494	7	0 19 28
5	12,73	12,69	12,71	0,013392	9	0 24 49
6	15,26	15,32	15,29	0,013408	11	0 30 12
7	17,88	17,92	17,90	0,013420	13	0 35 06
8	20,61	20,60	20,605	0,013396	15	0 40 46
9	23,28	23,32	23,30	0,013408		
10	25,96	26,14	26,06	0,013418		
11	28,90	—	—	0,013412		
12	31,76	—	—	0,013434		
13	34,88	—	—	0,013396		
14	37,98	—	—	0,013406		
				Mittel = 0,013414		

librirung der Gitter g_I und g_{II} erhalten wurden. In der sten Columne sind die Ordnungen der Spectren, in welchen *D*-Linie festgestellt wurde; in der zweiten und dritten lumne sind die entsprechenden Ablenkungen der rechten z. linken Bilder von dem centralen Bilde; die vierte Columne thält das arithmetische Mittel der Ablenkungen rechts und ks, und die letzte Columne enthält die Gitterconstante, bechnet aus der Ablenkung und der Ordnungszahl.

In den höheren Ordnungen wurden nur die rechten lder für die Calibrirung benutzt, da die linken Bilder so nwach an Intensität waren, dass die Einstellungen auf dieser ite weniger genau als auf der anderen waren.

Die Verschiedenheit in der Intensität der rechten und lken Bilder, welche oft bemerkt wird, ist erklärt worden als ne Folge des Mangels an Gleichförmigkeit in den Diantenstrichen, welcher sich selbst bei den besten Gittern ndet.[1])

§ 7.

Das Radiometer war im allgemeinen dem von Nichols[2]) schriebenen ähnlich, aber die folgende kleine Aenderung rde für die gegenwärtige Arbeit nöthig gefunden. Eine mm dicke Sylvinplatte wurde an Stelle der Glimmerplatte setzt, deren Entfernung von den geschwärzten Flügeln der ufhängung zum Theil die Empfindlichkeit des Instrumentes stimmt. Diese Sylvinplatte war festgekittet, sodass sie ich als ein luftdichtes Fenster des Radiometers diente statt s Fluoritfensters des von Hrn. Nichols beschriebenen strumentes. So konnte das Radiometer als Messinstrument n Spectralgebiet über $\lambda = 9\,\mu$ hinaus benutzt werden, wo wohl Fluorit als auch Glimmer stark absorbiren.

Die Radiometersuspension wog 6 mg und die Flügel beanden aus geglühtem Glimmer, der auf einer Seite mit ampenruss geschwärzt war.

Wenn das Instrument die grösste Empfindlichkeit hatte, ar die volle Schwingungsperiode der Suspension ungefähr

1) Winkelmann, Handb. d. Phys., Opt. p. 405.

2) Nichols, Sitzungsber. d. k. Akad. d. Wiss. zu Berlin vom . Oct. 1896; Wied. Ann. **60.** p. 401. 1897.

26 sec. Diese ziemlich lange Periode, die durch die Benutzung eines ausserordentlich feinen Quarzfadens verursacht war, war ein Zeichen hoher Empfindlichkeit; sie war in dieser Hinsicht ein Vortheil, aber es machte die Messungen recht ermüdend.

Da es keine Methode giebt, durch die die Ausschläge des Radiometers als Wärmeeffect in Graden des hundertgradigen Thermometers (die gewöhnliche Art, die Empfindlichkeit des Bolometers anzugeben) ausgedrückt werden können, so kann ich nur die folgende Andeutung machen in Bezug auf die Empfindlichkeit des Radiometers, welches ich benutzte. Die Strahlung der zwischen dem Spiegel e_{III} und dem Spalt s_{II} ($^1/_{10}$ mm breit) gehaltenen Hand gab einen Ausschlag von 10 Scalentheilen bei einem Scalenabstand von $2\,^1/_2$ m.

Um den störenden Effect der Erschütterung zu vermindern, wurde das Instrument auf einer W. H. Julius'schen Aufhängung[1]) angebracht; so ergab sich eine Stabilität, die Ausschläge bis zu 0,2 mm abzulesen gestattete.

Infolge der hohen Empfindlichkeit des Radiometers war es nöthig, dasselbe gegen zufällige Strahlungen von im Beobachtungszimmer befindlichen Gegenstänen zu schützen. Zu diesem Zwecke wurde um das Radiometer herum ein auf der Innenseite geschwärztes Gehäuse gebaut mit den nothwendigen Oeffnungen für den Durchgang der Strahlen von dem Spectrometer, für die Drähte der Julius'schen Sus-

§ 8.

Das aus einem sehr klaren Stück geschnittene Sylvinprisma hatte eine Höhe von ungefähr 2 cm und eine Basislänge von ungefähr $3^1/_2$ cm. Der brechende Winkel, sorgfältig mit einem Schmidt und Haensch'schen Spectrometer gemessen, war $39^0\,46'\,47''$ und der Brechungsexponent für Natriumlicht aus der beobachteten Minimalablenkung war $n_D = 1.48984$. Dies stimmt gut zu dem aus der Ketteler-Helmholtz'schen Formel berechneten Werthe ($n_D = 1{,}4899$) und zu dem von Rubens und Snow beobachteten ($n_D = 1{,}4900$).

Die Methode, welche zu den Messungen der Brechungsexponenten mittels der Langley'schen Anordnung benutzt wurde, war die folgende: Die Einstellung des Prismaspectrometers wurde bestimmt, bei welcher das auf den Spalt s_{I} fallende gelbe Natriumlicht durch das Prisma mit minimaler Ablenkung ging und auf die Mitte des Spaltes s_{II} fiel. Das Gitterspectrometer wurde dann in eine solche Einstellung (aus Tab. I) gebracht, dass die Natriumlinie des Diffractionsbildes der $m$ten Ordnung rechts auf den bilateralen Spalt s_{II} des Prismaspectrometers fiel: dann fiel nach der Gittertheorie zusammen mit der sichtbaren Natriumlinie ultrarothe Energie von der Wellenlänge $\lambda = (m/n)\,\lambda_D$, wo n die Werthe 1, 2, 3 ... annehmen kann und λ_D die Wellenlänge der Natriumlinie ist.

Die Vertheilung der Energie in dem Prismaspectrum wurde dann gesucht, d. h. die Ausschläge des Radiometers beim Oeffnen des Schirmes wurden für die verschiedenen Einstellungen des Prismaspectrometers $s_{\text{I}}\, l_{\text{I}}\, l_{\text{II}}\, e_{\text{III}}\, s_{\text{II}}$ beobachtet. Dieselbe Operation wurde für die $m$te Ordnung links wiederholt und die Energievertheilung in dem Prismaspectrum in jedem Falle graphisch dargestellt.

Solch eine Serie für die achte Ordnung ist in Tabelle II vollständig gegeben. Die darin enthaltenen sechs gesonderten Reihen von Beobachtungen liefern die nothwendigen Daten, um die Winkel minimaler Ablenkung (und folglich die Brechungsexponenten) für die bekannten Wellenlängen

$$\lambda = \frac{8}{1}\lambda_D, \qquad \lambda = \frac{8}{2}\lambda_D \qquad \text{und} \qquad \lambda = \frac{8}{3}\lambda_D$$

zu berechnen.

Die mit „Rechtes Bild“ und „Linkes Bild“ bezeichneten senkrechten Columnen enthalten die einzelnen beobachteten Radiometerausschläge in Scalentheilen und das Mittel derselben für jede Prismaspectrometereinstellung, wenn die sichtbare Natriumlinie der achten Ordnung rechts bez. links in den Spalt s_I fiel. Die Bemerkungen unter jeder der drei Unterabtheilungen der Tabelle beziehen sich auf die jeder vorangehenden Unterabtheilung. Die Reihe ist eine wie sie im Durchschnitte erhalten wurde und ist hier mitgetheilt, um den Grad der Genauigkeit einigermaassen zu kennzeichnen, welchen diese Messungen beanspruchen können. Die Resultate dieser Tabelle sind auf Tafel III Fig. 1 graphisch dargestellt.

In Tabelle III sind die Resultate von 51 gesonderten Beobachtungen an 21 verschiedenen Punkten der Dispersionscurve von Sylvin in dem Felde zwischen den Wellenlängen $\lambda = 0{,}982\ \mu$ und $\lambda = 11{,}197\ \mu$ wiedergegeben. Die erste Columne enthält die Wellenlängen, die zweite giebt die Art, wie diese Wellenlängen isolirt wurden, und die dritte Columne giebt die Einstellungen des Prismaspectrometers für die *D*-Linie.[1]) Die 4., 5. und 6. Columne enthalten die Spectrometereinstellungen für die Wellenlänge λ, die Dispersionswinkel $\alpha_D - \alpha_\lambda / 2$ und die entsprechenden Brechungsexponenten n, nach den Beobachtungen an den Gitterbildern der rechten Ordnungen; die 7., 8. und 9. Columne enthalten dasselbe nach den Bobachtungen an den linken Ordnungen. Die 10. Columne enthält das arithmetische Mittel der beobachteten

und die Brechungsexponenten die Ordinaten sind. Die volle Linie stellt die nach der Ketteler-Helmholtz'schen Formel berechnete Dispersionscurve dar; die Werthe der von mir beobachteten Brechungsexponenten sind als kleine Kreise (○) gegeben, die von Rubens und Snow als kleine Quadrate (□), und die von Rubens als Kreuze (×).

Tabelle II.

Ordnungszahl m/n	Spectrometereinstellung α_i	Rechtes Bild Ausschläge Einzelne	Rechtes Bild Ausschläge Mittel	Linkes Bild Ausschläge Einzelne	Linkes Bild Ausschläge Mittel
$^8/_1$	97°45′	10,0 11,0	10,5	6,0 5,0	5,5
	97 46	8,0 8,0	8,0	13,0 12,5	12,7
	97 46½	15,0 12,5 13,5	13,7	18,0 19,5	18,7
	97 47	17,0 15,0 14,5	15,5	22,0 20,0	21,0
	97 47½	15,5 16,0	15,7	20,0 20,0	20,0
	97 48	10,5 12,5 15,5 17,5 12,5	13,7	18,0 17,5	17,7
	97 49	8,5 9,5	9,0	9,0 7,5	8,2
	97 50	4,5 5,0 5,0	4,8	—	—

Temperatur in der Nähe des Prismas 14,2° C. / Lage des Maximums { Rechts 97° 47′ 15″ / Links 97 47 08

1) Gl. (1), p. 4.

Ordnungszahl m/n	Spectrometereinstellung α_λ	Rechtes Bild		Linkes Bild	
		Ausschläge		Ausschläge	
		Einzelne	Mittel	Einzelne	Mittel
	97° 42′	24,0 23,5	23,7	33,0 28,5	30,7
	97 42¼	26,5 27,0	26,7	38,0 38,0	38,0
	97 42½	31,0 31,0	31,0	40,5 38,0	39,2
½	97 42¾	34,0 30,0	32,0	35,0	35,0
	97 43	29,0 26,0 24,0	**26,3**	32,5 **34,5**	**33,5**
	97 43½	13,0 17,0	15,0	18,5	18,5
	97 44	5,0	5,0	**7,5** 5,5	6,5

Temperatur in der Nähe des Prismas 14,1° C. / Lage des Maximums { **Rechts 97° 42′ 36″** / **Links 97 42′ 24**

	97°38	29,0	29,0		
	[illegible]	[illegible]	[illegible]	30,0	30,0

Aus Tab. III und Taf. III ersieht man, dass die beobachteten Brechungsexponenten im allgemeinen gut übereinstimmen mit den nach der Ketteler-Helmholtz'schen Dispersionsformel berechneten Werthen und den von Rubens und Snow und Rubens angegebenen Brechungsexponenten, welche letztere Reihe von Werthen gemeinsam mit dem Brechungsexponenten für die Wellenlänge $\lambda = 20{,}6\ \mu$, bei Berechnung der Constanten der theoretischen Dispersionsformel benutzt wurde.

Der Werth der Brechungsexponenten für die Wellenlänge $\lambda = 3{,}20\ \mu$, welcher aus der Lage des ersten Absorptionsstreifens des Sylvins im Prismaspectrum erhalten wurde, ist in guter Uebereinstimmung mit dem von Rubens für dieselbe Wellenlänge gefundenen Werthe, obgleich er wesentlich von dem theoretischen Werthe abweicht. Ob die Uebereinstimmung auf Zufall beruht oder dahin zu deuten ist, dass der erste Absorptionsstreifen des Sylvins bei einer grösseren Wellenlänge als $\lambda = 3{,}20\ \mu$ liegt, weiss ich nicht.

Es ist nicht möglich, diese Frage durch directe Bestimmung des Brechungsexponenten zu entscheiden, weil man sich nicht auf Messungen hinsichtlich der Energievertheilung in dem Prismaspectrum an oder nahe an einem Absorptionsstreifen der Prismasubstanz verlassen kann, da das Energiemaximum sich von der Lage des Absorptionsstreifens fort verschiebt.

§ 9.

Die Resultate der in dem Vorstehenden beschriebenen Dispersionsbeobachtungen dienten zur Calibrirung des Sylvinprismas, welches bei der zweiten, p. 615 erwähnten Versuchsanordnung in Anwendung kam. Die erste dieser beiden Anordnungen, welche im ersten Theil des Spectrums bis $\lambda = 9{,}0\ \mu$ gebraucht wurde, ist schematisch in Fig. 3 dargestellt.

Die Strahlen von dem Zirkonblättchen p des Linnemann'schen Brenners wurden durch die Steinsalzlinse l_{I} concentrirt, sodass sie nach Reflexion auf dem Spiegel bei M_{I} und auf dem silbernen Spiegel M_{II} sich in einem reellen Bilde von p auf dem bilateralen Spalt s_{I} des Spiegelspectrometers $l_{\mathrm{I}}\, S_{\mathrm{I}}\, S_{\mathrm{II}}\, S_{\mathrm{III}}\, s_{\mathrm{II}}$ vereinigten. Die Anwendung des feststehenden

Tabelle III.

Wellenlänge λ	Benennung $\frac{m}{n}\lambda_D$	Spectrometereinstellung für D-Linie α_D	Rechtes Bild: Spectrometereinstellung α_λ	Rechtes Bild: $\frac{\alpha_D - \alpha_\lambda}{2}$	Brechungsexponent n beob.
0,982 μ	$^5/_3\,\lambda_D$	97°21′ 11″	97°34′ 57″	0°13′ 46″	1,47968
1,179	$^6/_3$	97 21 21	97 38 03	0 16 42	1,47752
1,179	$^6/_3$	97 21 21	—	—	—
1,473	$^5/_2$	97 21 11	97 39 22	0 18 11	1,47645
1,571	$^8/_3$	97 21 37	97 40 43	0 19 06	1,47574
1,571	$^8/_3$	97 21 10	97 40 24	0 19 14	1,47564
1,768	$^9/_3$	97 21 37	—	—	—
1,768	$^6/_2$	97 21 21	97 41 09	0 19 48	1,47522
1,768	$^6/_2$	97 21 21	—	—	—
1,768	$^3/_1$	97 20 50	97 39 56	0 19 06	1,47574
1,768	$^3/_1$	97 20 39	97 40 27	0 19 48	1,47522
2,357	$^8/_2$	97 21 10	97 42 36	0 21 16	1,47414
2,357	$^4/_1$	97 20 50	97 41 54	0 21 04	1,47428
2,947	$^5/_1$	97 21 11	97 43 07	0 21 56	1,47371
3,200	Abs.-Streif.	—	—	—	—
4,125	$^7/_1\,\lambda_D$	97 21 21	97 46 06	0 24 45	1,47156
4,714	$^8/_1$	97 21 37	97 47 48	0 26 11	1,47050
4,714	$^8/_1$	97 21 10	97 47 15	0 26 05	1,47057
5,137	—	97 21 27	—	—	—
5,304	$^9/_1$	97 21 37	97 49 08	0 27 31	1,46951

Tabelle III.

Linkes Bild							
ıg	$\frac{\alpha_D - \alpha_\lambda}{2}$	Brechungsexponent n beob.	n beob. Mittel	n beob. Rubens u. Snow	n beob. Rubens	n ber.	Temperatur in der Nähe des Prismas
)″	0°13′ 48″	1,47966	1,47967	1,4797	1,4802	1,47970	—
?	0 16 51	1,47741	1,47747	1,4780	1,4778	1,47785	14,0° C.
5	0 16 45	1,47748					
8	0 18 09	1,47644	1,47644	1,4765	1,4769	1,47642	-
3	0 19 16	1,47562	1,47563	1,4762	1,4762	1,47608	14,0
4	0 19 14	1,47564					
.	0 19 44	1,47527	1,47542	1,4756	1,4756	1,47550	13,9
)	0 19 39	1,47533					
3	0 19 12	1,47566					
5	0 19 15	1,47563					
8	0 19 44	1,47527					
4	0 21 14	1,47416	1,47422	1,4740	1,4742	1,47435	14,0
?	0 21 02	1,47431					
.	0 22 00	1,47359	1,47365	—	1,4732	1,47350	
	—	—	1,47268	—	1,4727	1,47310	
5	0 24 45	1,47156	1,47156	—	1,4715	1,47168	14,4
?	0 26 15	1,47045	1,47054	—	1,4706	1,47064	14,0
8	0 25 58	1,47064					
?	0 26 45	1,47008	1,47008	—	1,4698	1,46990	15,6
)	0 27 53	1,46924	1,46938	—	1,4695	1,46950	14,1
	—	—	1,46937	—	1,4693	1,46920	15,1
	—	—					
)	0 29 22	1,46814	1,46824	—	1,4683	1,46822	15,2
?	0 29 00	1,46841					
8	0 30 31	1,46729	1,46729	—	1,4668	1,46695	15,4
	—	—	1,46547	—	1,4653	1,46547	—
)	0 35 03	1,46393	1,46393	—	—	1,46389	16,5
)	0 40 14	1,46005	1,46005	—	—	1,46028	17,0
	—	—	1,45975	—	—	1,45980	17,0
?	0 47 56	1,45437	1,45437	—	—	1,45415	17,1
)	0 51 43	1,45155	1,45166	—	—	1,45130	17,0

ne Vergleichsspiegel wurden auf der Rückseite zweier :her, mit rechtwinkeligen Oeffnungen versehener Messing- :n angebracht, wobei die reflectirenden Flächen der

Spiegel gegen die Platten gekehrt waren. Diese Platten konnten abwechselnd auf den Halter M_I gebracht werden, wo sie durch zwei Federn festgehalten wurden.

Die beiden Platten, welche die beweglichen Seiten des bilateralen Spalts bildeten, waren mit Millimeterpapier bedeckt, und die Lage eines von der Linse l_I gebildeten reellen Bildes von einem Platindraht bei c diente als Controle der Anordnung beim Wechsel der Spiegel.

Das Spiegelspectrometer s_I S_I S_{II} S_{III} s_{II} war ein kleines Instrument Schmidt und Haensch'scher Construction, auf welchem Winkel abgelesen werden konnten mit einer Genauigkeit von 10 Bogensecunden. Die Röhren C und F wurden festgehalten und die bereits beschriebene Wadsworth'sche Einrichtung s_{II} p von Spiegel und Prisma wurde auf dem Spectrometertischchen angebracht. Die aus dem bilateralen Spalt s_{II} austretenden Strahlen wurden durch die Steinsalzlinse l gesammelt und auf einem Flügel eines Radiometers bei r in einem Brennpunkt vereinigt. Das Radiometer war in allen wesentlichen Einzelheiten dem bereits beschriebenen ähnlich. Da für diese Untersuchung genügende Energie im Spectrum bis zur Wellenlänge $\lambda = 15{,}0\,\mu$ vorhanden war, so wurde das Instrument absichtlich durch

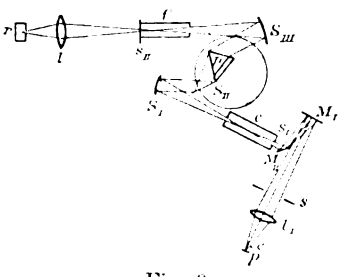


Fig. 3.

wurden, und dann, wenn die Strahlen von dem zur Untersuchung vorliegenden Spiegel reflectirt wurden. Jede Reihe von Beobachtungen bestand aus sieben bis elf solchen abwechselnden Messungen. Nach jeder Reihe wurde das Prisma nebst Spiegel gedreht, sodass die Energie einer anderen Wellenlänge auf die Flügel des Radiometers fiel, eine neue Reihe abwechselnder Beobachtungen wurde vorgenommen und auf diese Weise wurde das Spectralgebiet zwischen $\lambda = 1{,}0\,\mu$ und $\lambda = 9{,}0\,\mu$ untersucht, immer je ein Bruchtheil eines μ.

Die Anordnung des zur Messung im Spectralgebiet zwischen $\lambda = 9{,}0\,\mu$ und $\lambda = 15{,}0\,\mu$ benutzten Apparates ist in Fig. 4 gegeben. In derselben stellt a die Energiequelle (Linnemann's Zirkonbrenner) dar, b einen silbernen Hohlspiegel, welcher die Strahlen aus a in einem Brennpunkt auf dem Spalt s vereinigt, nach Reflexion auf einem Spiegel bei M_I. Die Strahlen von s gehen durch ein feststehendes Sylvinprisma p_I von sehr kleinem brechenden Winkel ($\varphi = 12^0$). Nach Ablenkung im Prisma werden die Strahlen gesammelt, sodass sie als ein Spectrum auf den Spalt s_I des Spiegelspectrometers $s_I\ l_I\ l_{II}\ e_{III}\ s_{II}$ fallen. Der Spiegel M_{II} war auf der Axe eines getheilten Kreises aufgestellt, durch dessen Drehung die Wellenlänge der auf den Spalt s_I fallenden Strahlen nach Belieben variirt werden konnte. Die Einrichtung des Spiegelspectrometers $s_I\ l_I\ l_{II}\ e_{III}\ s_{II}$ war dieselbe wie die bereits (p. 8) beschriebene, und das Sylvinprisma p_{II} war es, für welches ich die Dispersion bestimmte.

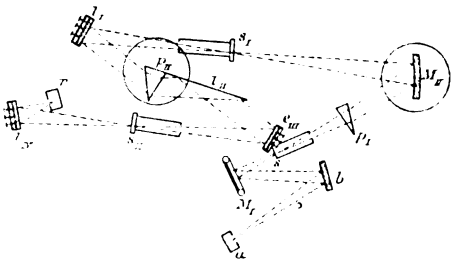


Fig. 4.

Bei M_I befand sich die Vorrichtung, in welche die zu untersuchenden Metallspiegel eingesetzt wurden. Dieselbe ist, ebenso wie die angewandte Beobachtungsmethode, mit der von den Herren Rubens und Nichols beschriebenen identisch.

Die Untersuchungsmethode war hier ähnlich der bereits beschriebenen, welche bei dem ersten ultrarothen Spectralgebiet angewandt wurde. In diesem Falle jedoch wurde der

Metallschirm s ersetzt durch einen planparallelen Glasschirm von 2 mm Dicke, welcher über 70 Proc. der gesammten Strahlung von der Zirkonplatte durchliess, obgleich er gegenüber der ultrarothen Energie einer über $\lambda = 8{,}0\,\mu$ hinausgehenden Wellenlänge ganz undurchlässig war.

Mit Ausnahme des goldenen Spiegels, welcher aus einer dünnen Platte feinen Goldes bestand, die auf Messing gelöthet war, waren die Spiegel alle massiv und sehr eben ohne bemerkbare Risse. Die reflectirenden Flächen der Spiegel wurden oft mit Wasser, Alkohol und Aether gereinigt, obgleich dies für die grösseren Wellenlängen wenig oder keinen Unterschied im Reflexionsvermögen zu machen schien.

Tabelle IV.

Nickelspiegel.				Messingspiegel.			
$\lambda = 8{,}0\,\mu$ Spaltbreite $^7/_8$ mm				$\lambda = 7{,}5\,\mu$ Spaltbreite $^3/_8$ mm			
	Scalenablesungen	Ausschläge	Procent Reflexion		Scalenablesungen	Ausschläge	Procent Reflexion
S_1	394,2 582,0 382,0	193,9		S_1	380,0 425,2 379,2	45,6	
Ni_1	394,0 581,0 382,8	192,6	99,5	M_1	383,5 427,0 384,3	43,1	97,2
S_2	394,0 581,4	193,6	99,2	S_2	389,4 432,8	43,0	98,9

Um die Ausführung einzelner Beobachtungen und zugleich das Verhalten des benutzten Radiometers zu erläutern, sind die Beobachtungen an den Wellenlängen $\lambda = 8{,}0\,\mu$ und $\lambda = 7{,}5\ \mu$ vollständig gegeben. Von den mehr als 150 Beobachtungsreihen, die im Spectralgebiet zwischen der Wellenlänge $\lambda = 1{,}0\,\mu$ und $\lambda = 15{,}0\,\mu$ gemacht wurden, liefert die erstere die beste Uebereinstimmung einzelner Werthe untereinander und die letztere, welche wiederholt wurde, die schlechteste.

Die folgende Tab. V enthält die Resultate der Messungen des Reflexionsvermögens der Metalle und Legirungen: Gold, Kupfer, Eisen, Nickel, Messing und Spiegelmetall. In der ersten senkrechten Columne sind die Wellenlängen der Stellen im ultrarothen Spectrum enthalten, an welchen Beobachtungen gemacht wurden, in Columne 2 das Wellenlängenintervall $\lambda' - \lambda''$ in μ, entsprechend der benutzten Winkelbreite der Spalte, die beide immer gleich weit geöffnet waren. Diese Werthe zeigen daher die Reinheit des Spectrums an den Punkten, wo Beobachtungen gemacht wurden. In den übrigen sechs Columnen sind die Reflexionsvermögen der Metalle angegeben.

Auf Taf. III, Fig. 3 sind die Reflexionsvermögen der Metalle als Ordinaten und die Wellenlängen als Abscissen dargestellt.[1]) Bei Betrachtung dieser Figur ist es ersichtlich, dass trotz der Unregelmässigkeit der Curven das Reflexionsvermögen im allgemeinen bei zunehmender Wellenlänge zunimmt und dass die besseren Wärme- und Electricitätsleiter besser reflectiren als die schlechteren Leiter. Wie bereits erwähnt, wurden diese Gesetze von Rubens bei seinen Beobachtungen über die Reflexion der Metalle im ersten Theil des ultrarothen Spec-

1) Ich habe auf derselben Tafel auch das beobachtete Reflexionsvermögen einer polirten, senkrecht zu der optischen Axe geschnittenen Quarzfläche dargestellt. Infolge der geringen Energie, welche das Spectrum des Zirkonbrenners in dieser Gegend besitzt, stellt die hier gegebene Curve nur annähernd den Gang der Reflexion über den Absorptionsstreifen im Quarz dar. Sie zeigt jedoch, dass das Reflexionsvermögen des Absorptionsstreifens bei $\lambda = 9{,}02\,\mu$ scharf abfällt und dann steigt bis zum nächsten Absorptionsstreifen bei $\lambda = 20{,}75\,\mu$, wo die Reflexion wieder metallisch ist.

trums aufgestellt. Es ist ferner zu erwähnen, dass das Reflexionsvermögen des Goldes ein bemerkbares Minimum hat, bei der Wellenlänge $\lambda = 2{,}75\,\mu$, und auch, dass ausgesprochene Minima bei der Wellenlänge $\lambda = 9{,}0\,\mu$ in den Reflexionscurven von Eisen und Nickel vorkommen.

Tabelle V.

λ	$\lambda' - \lambda''$	Gold	Messing	Kupfer	Eisen	Nickel	Spiegelmetall
1,0 μ	0,02 μ	97,7	89,0	89,2	—	67,6	73,7
1,25	0,03	96,9	—	—	—	—	—
1,50	0,02	95,7	91,0	93,0	—	77,0	78,0
1,75	0,03	96,2	—	—	—	—	—
2,00	0,02	95,6	91,0	92,9	78,7	82,9	82,8
2,27	0,03	96,3	—	—	—	—	—
2,50	0,03	94,3	92,3	94,6	84,4	84,4	83,3
2,75	0,04	94,6	—	—	85,6	—	—
3,00	0,03	94,3	92,6	95,0	85,7	87,9	87,7
3,50	0,04	95,7	94,5	96,7	88,9	90,7	89,7
4,00	0,04	98,0	95,7	97,6	91,8	93,6	91,9
4,50	0,04	97,4	96,6	—	92,1	94,5	91,5
5,00	0,05	97,6	95,7	98,0	94,0	96,5	93,8
5,50	0,05	98,0	97,4	—	94,2	95,9	93,7
5,71	0,04	—	—	—	—	95,6	—
6,00	0,04	98,2	96,0	100,0	96,0	96,7	91,5
6,50	0,05	98,2	97,2	—	95,9	96,0	92,2

Das Vorkommen von Minima in der Reflexionscurve kann erklärt werden durch eine Abnahme im Absorptionscoefficienten oder eine Zunahme der Brechungsexponenten oder durch beides. Das wäre die wahrscheinlichste Erklärung. Aber mit Rücksicht auf die magnetischen Eigenschaften des Eisens und Nickels könnte es möglich sein, dass die Abnahme in der Reflexion dieser Metalle einer Veränderung in der Magnetisirungsconstante zuzuschreiben wäre.

Für Lichtschwingungen ist die Magnetisirungsconstante der Metalle, Eisen und Nickel eingeschlossen, wahrscheinlich gleich eins, aber für magnetostatische Phänomene ist die Magnetisirungsconstante weit über hundertmal grösser. Es ist daher begreiflich, dass an irgend einem Punkte im ultrarothen Spectrum die Magnetisirungsconstante von Eisen und Nickel einen über eins hinausgehenden Werth haben könnte. Nun ist das Reflexionsvermögen r für normale Incidenz[1])

$$r = 1 - \frac{4\,n\,\mu}{n^2 + k^2 + \mu^2 + 2\,n\,\mu},$$

wo n der Brechungsexponent des Metalles ist, k sein Absorptionscoefficient und μ die Magnetisirungsconstante.

Eine einfache Betrachtung dieser Gleichung zeigt, dass wenn μ einen etwas grösseren Werth als eins annimmt (während n^2 und k^2 constant bleiben und ihre Summe gross im Vergleich mit dem Werthe von μ ist), das Glied auf der rechten Seite der Gleichung grösser werden und daher r kleiner werden wird. Für einen zunehmenden numerischen Werth von μ wird sich das Glied der Null als seiner Grenze nähern und die Reflexion wird eine totale sein.

Dies würde die Minima erklären bei $\lambda = 9{,}0\,\mu$ in den Reflexionscurven von Eisen und Nickel und die nachherige, von Rubens und Nichols beobachtete totale Reflexion bei der Wellenlänge $\lambda = 23{,}7\,\mu$. Da jedoch die anderen Metalle eine ebenso grosse Reflexion bei dieser Wellenlänge zeigten und da die Magnetisirungsconstante dieser Metalle sicherlich sich nur wenig von eins entfernt, so ist diese Erklärung der selectiven Reflexion von Eisen und

Nickel kaum mehr als eine mögliche; als eine solche wird sie auch hier nur vorgelegt.

Diese Arbeit wurde im Physikalischen Institut der Universität zu Berlin begonnen und im Physikalischen Institut der Technischen Hochschule in Charlottenburg beendet.

1) Drude, Physik des Aethers.

(Eingegangen 6. März 1898.)

11. *Zur Galvanometrie rascher, stossweise erfolgender Entladungen;* *von A. Witting.*

I.

Unter den im physikalischen Laboratorium gebräuchlichen Instrumenten für Strommessung zeichnet sich bekanntlich das Spiegelgalvanometer des Hrn. G. Wiedemann — von anderen Vorzügen abgesehen — durch seine vielseitige Verwendbarkeit aus. Diese Eigenschaft beruht hauptsächlich auf dem Umstande, dass sich, den verschiedenen Zwecken entsprechend, passende Multiplicatorrollen in das Instrument leicht einfügen und in verschiedenen, messbaren Abständen befestigen lassen. So ist es z. B. für die im Nachfolgenden ins Auge gefasste Untersuchung von Entladungsströmen mit sehr hohen, rasch veränderlichen Potentialgefällen zweckmässig, bei dem Instrumente als Multiplicator einen in etwa 100 Windungen auf einen Glascylinder aufgewickelten, gut isolirten, dicken Draht anzuwenden.

Galvanometer dienten bisher im wesentlichen nur zur Messung constanter Ströme oder zur Bestimmung der Electricitätsmenge, welche die Entladung eines electrischen Funkens oder ein kurzdauernder Inductionsstrom durch den Multiplicator sendet. Ausser der directen Beobachtung der Verschiebung der Ruhelage in dem einen Falle, oder des ersten Ausschlages im anderen wandte man bei feineren Messungen die durch W. Weber[1]) und A. Toepler[2]) angegebenen Methoden der Multiplication und Zurückwerfung an.

Aber auch eine sehr rasche, regelmässige Folge von Entladungsstössen, z. B. der Funkeninductoren, namentlich aber

1) W. Weber, Abhandl. d. k. sächs. Gesellsch. d. Wiss. 1. p. 341 ff.
2) A. Toepler, Tagebl. d. 51. Vers. d. Naturf. u. Aerzte in Cassel 1878.

die Funkenströme der neuerdings mehr in Aufnahme kommenden vielplattigen Influenzmaschinen lassen sich in exacter Weise nach den zuletzt erwähnten Methoden galvanometrisch messen. Denn nimmt man an, dass annähernd in jeder Zeiteinheit eine constante grosse Zahl von Entladungen gleicher Electricitätsmengen durch den Multiplicator erfolgt, so erfährt die Magnetnadel des Galvanometers bekanntlich eine constante Ablenkung, sofern deren Schwingungsdauer sehr gross ist gegen die Zeitperiode der aufeinander folgenden Entladungen. Sei α der constante Winkel, den die Magnetnadel mit dem magnetischen Meridian einschliesst, während in der Secunde ν Entladungen durch das Galvanometer gesendet werden, so müssen die durch einen Stromstoss und durch die Horizontalcomponente des Erdmagnetismus bewirkten, zeitlichen Drehantriebe entgegengesetzt gleich sein, also

$$\int_0^{\frac{1}{\nu}} K m i \, dt \cos\alpha = H m \sin\alpha \, . \, \frac{1}{\nu},$$

wobei α den gemachten Voraussetzungen gemäss gegenüber i als constant zu gelten hat. Ist andererseits a der durch einen einzigen jener Stromstösse hervorgebrachte, an der Scala gemessene Nadelausschlag, α die als klein vorausgesetzte, durch den continuirlichen Funkenstrom erzeugte constante Ruhelagenverschiebung an derselben Scala und bedeuten endlich T und λ Schwingungsdauer und nat. log. Decrement der gedämpften

[redacted]

Lässt man eine vielplattige Influenzmaschine mit constanter Geschwindigkeit durch einen Motor drehen und sendet deren Funkenstrom durch das Wiedemann'sche Galvanometer, dessen Schwingungsdauer, wenn nöthig, durch Astasirung verzögert sei, so kann der entstehende constante Ausschlag mit Fernrohr und Scala direct gemessen werden. Wird aber die Maschine mit der Hand, etwa nach den Schlägen eines Metronoms gedreht, so zeigt sich kaum eine constante Ablenkung des Magneten, vielmehr schwankt er in allerdings engen Grenzen regellos um eine mittlere Ruhelage herum. Dementsprechend hört man auch die Höhe des durch die rasche Funkenfolge am Funkenmikrometer hervorgebrachten Tones herauf- und hinuntergehen. Wollte man nun einfach das Mittel aus den grössten und kleinsten der beobachteten Ausschläge nehmen, so würde dies keinesfalls das richtige Strommittel ergeben. Man muss vielmehr entweder die einer mittleren Tonhöhe entsprechende Elongation beobachten, was nur bei einem geübten Ohre zu erreichen ist, oder man muss in gleichen Zeitintervallen, etwa von 5 zu 5 Sec., den jeweiligen Stand des Magneten notiren und aus diesen Daten das Mittel ziehen.

Wesentlich sicherer dagegen wird die Bestimmung der Stromstärke unter Benutzung der Methoden der Multiplication und der Toepler'schen Zurückwerfung; und dies nicht weil man vielleicht bequemer zu beobachtende Elongationen erhält, sondern weil diese Methoden an sich zeitliche Mittelwerthsmethoden sind.

Die in Rede stehenden Methoden lassen sich kurz folgendermaassen beschreiben. Sendet man durch den Multiplicator des Galvanometers den Funkenstrom, so wird die Nadel aus der Ruhelage im magnetischen Meridian, ihrer „Nullstellung" abgelenkt und beginnt nunmehr Schwingungen um eine neue Ruhelage, deren Scalenabstand von der Nullstellung mit $+a$ bezeichnet sei. Indessen commutirt[1]) man den Strom beim *ersten Umkehrpunkte* der Nadel und verschiebt dadurch die Ruhelage nach $-a$. Wiederholt man das Commutiren des Stromes immer beim ersten Umkehrpunkte, so erhält man

1) Ein für hochgespannte Maschinenströme geeigneter Commutator ist nach bekanntem Schema leicht herzustellen.

schliesslich, wie die einfachste Ueberlegung zeigt, einen stationären Grenzzustand der Bewegung, bei dem die Nadel abwechselnd zwei symmetrisch zur Nullstellung liegende Elongationen, $+A$ und $-A$, erreicht (vgl. Fig. 1); man findet

$$a = \frac{k-1}{k+1} A, \tag{1}$$

wobei

$$k = \frac{A+a}{A-a} \tag{2}$$

das Dämpfungsverhältniss vorstellt.

Die Methode sei die *einfache Multiplication* genannt. Die *einfache Zurückwerfung* erhält man, wenn der Strom nicht beim ersten, sondern immer beim *zweiten Umkehrpunkte* der Nadel commutirt wird, sodass also die Nadel im stationären Grenzzustande der Bewegung in periodischer Folge vier Elongationen

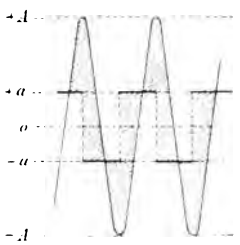


Fig. 1.

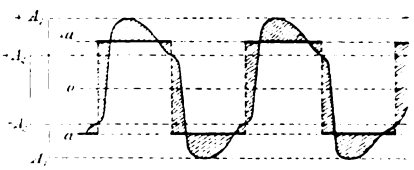


Fig. 2.

$+A_1$, $+A_2$, $-A_1$, $-A_2$ erreicht (vgl. Fig. 2), die mit a

$$\left.\begin{aligned} A_p &= a + (-1)^{p-1} \frac{2\,k^{n-p}}{k^n + (-1)^n}\, a \\ k &= \frac{A_{p-1} - A_p}{A_{p+1} - A_p} \\ a &= \frac{A_{p-1} + k\,A_p}{1+k} = \frac{A_{p-1}\,A_{p+1} - A_p^2}{A_{p-1} + A_{p+1} - 2\,A_p} \end{aligned}\right\} \quad p = 1,\ 2,\ 3, \ldots n$$

und

$$a = \frac{k\,A_1 - A_n}{1+k}.$$

Während die Figg. 1 und 2 die Fälle $n = 1$ und $n = 2$ veranschaulichen, stellen die Figg. 3 und 4 die Fälle $n = 4$ und $n = 5$ dar.

Man sieht, die Methoden unterscheiden sich von der ballistischen Multiplication und Zurückwerfung [1]) dadurch, dass

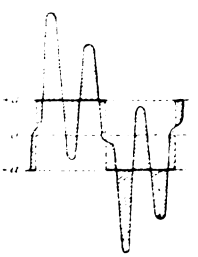


Fig. 3.

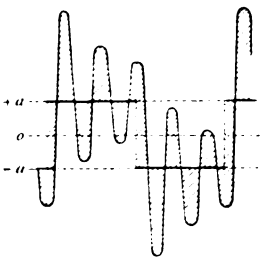


Fig. 4.

bei diesen der jedesmalige Stoss bei der *maximalen* Geschwindigkeit der Nadel (in der Elongation Null) ertheilt wird, während bei den hier betrachteten Methoden *bei der Geschwindigkeit Null* (im Augenblicke der maximalen Elongation) commutirt wird.

II.

Beobachtungen.

Als Stromquelle diente eine 20plattige Influenzmaschine nach Toepler'schem System, zur Strommessung das mit dem oben erwähnten Multiplicator versehene Wiedemann'sche Galvanometer. Vor und hinter demselben konnten zwei **U**-Röhren

1) Es ist klar, dass auch diese letzteren Methoden sich in ähnlicher Weise verallgemeinern lassen.

Directe Beobachtung d. Ablenkung a nach je 5 Sec.		Einfache Multiplication			
Nullstellung: 539		Nullstellung: 541,5			
Ablesungen	a	Umkehrpunkte	Grenzbögen		Un
665,0	126	817	535,3	—	
649,0	110	281,7	532,3	359	
662,5	121,5	814	539,0		4
647,0	108	275	553,0	349,5	
665,0	126	828	565,0		4
655,0	116	263	573,4	350	
661,0	122	836,4	566,5		4
656,0	117	269,9	560,9	354,5	
660,0	121	830,8	557,0		4
Mittel: a = 118,6		273,8	560,2	350,2	
		834,0	570,0		4
		264,0		341,5	
		—	—		4
		Mittel: $2A$ = 564,7			
		A = 282,4			
		also nach (31. (2)			Hara
		$k = \frac{401,0}{163,8} = 2,45$			

mit $CuSO_4$-Lösung (je etwa 2500 S.-E. Widerstand) eingeschaltet werden.

Ein Beispiel nur möge vollständig angeführt werden, um die Brauchbarkeit der in Rede stehenden Methoden zu bebestätigen. (Vgl. nebenstehende Tabelle.)

Diese, sowie zahlreiche andere Versuchsreihen erweisen zunächst die Brauchbarkeit der oben auseinandergesetzten Methoden; sodann aber bestätigen sie, dass die Intensität des von der Maschine gelieferten Stromes in weiten Grenzen unabhängig ist

1. vom Widerstande des Schliessungskreises,

2. von der Länge der in den Schliessungskreis eingeschalteten Funkenstrecke.

Allerdings findet bei grösseren Schlagweiten und ohne eingeschaltete U-Röhren leicht ein Verlust durch Ausstrahlung statt. Der letztgenannte Zusammenhang ist aus der nachfolgenden kleinen Tabelle zu erkennen, in welcher zugleich der Einfluss der Drehungsgeschwindigkeit auf die Stromstärke ersichtlich gemacht ist. Die erste Columne giebt die Zahl der Umdrehungen der Scheiben in der Minute, die zweite die bei einfacher Multiplication erreichte Grenzelongation A für den Strom von 1 cm langen Funken und die dritte dieselbe Grösse A für den directen, funkenlosen Strom. In der vierten Columne endlich stehen die aus der Tonhöhe ermittelten Funkenzahlen in der Secunde.

Umdrehungen	A		Funkenzahl für Columne 2
	$F = 1$ cm	$F = 0$ [1]	
200	18	16	488
300	28,5	26	775
400	36,5	35,5	976
600	55,3	55,5	1381

Es ergiebt sich also, dass

3. die Intensität des Maschinenstromes in weiten Grenzen der Winkelgeschwindigkeit der Scheiben der Maschine proportional ist.

1 Wegen Fehlens der Funken fiel hier die Controle durch das Ohr weg, sodass die Werthe der 2. und 3. Columne namentlich bei geringer Drehgeschwindigkeit etwas voneinander abweichen.

Anmerkung. Aus einer vor Jahren zu anderen Zwecken ausgeführten grossen Zahl von Beobachtungen mit constantem, galvanischem Strome sei beispielsweise nur eine Reihe mitgetheilt, bei der das in Fig. 3 gezeichnete Schema zur Anwendung kam. Die beobachteten Elongationen waren:

A_1	A_2	A_3	A_4
226,3	10,9	181,5	46,6
226,4	10,9	180,8	46,7
226,3	10,9	181,0	46,5
226,2	11,0	181,0	46,6
226,2	10,6	180,7	46,7
Mittelwerthe: 226,3	10,8	181,0	46,6

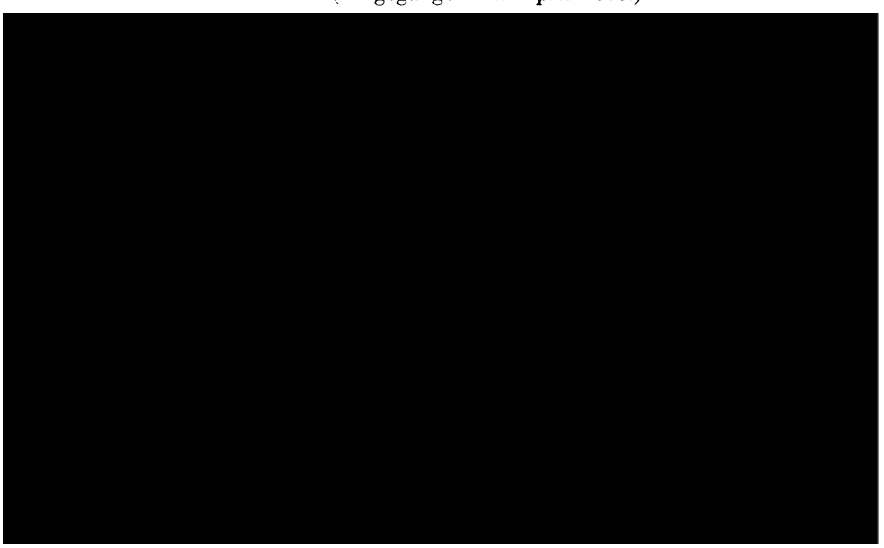
Daraus folgen nach den oben aufgestellten Formeln die Werthe:

k	a
1,266	105,9
1,268	107,4
Mittelwerthe: 1,267	106,6

Die Brauchbarkeit dieser Methoden zu bequemer und sehr genauer Ermittelung von k und a tritt dadurch klar hervor.

Dresden, Phys. Inst. d. techn. Hochschule, Oct. 1897.

(Eingegangen 11. April 1898.)



Auflösung von Platin und Gold in Electrolyten; von Max Margules.

1. Ein Selbstunterbrecher (Neef'scher Hammer) und zwei
niell'sche Elemente genügen, um Platin oder Salzsäure,
lpetersäure, Schwefelsäure, in Kali- oder Natronlauge zu lösen.
r Apparat hat drei Klemmen, eine bei der Unterbrechungs-
lle (Ambos), die zwei anderen an den Enden der Magnet-
ıle. In diese beiden schaltet man die Zersetzungszelle als
benschluss zur Spule. Durch die Zelle fliesst, wenn der
ımmer auf dem Contact liegt, ein Zweigstrom von der
tterie, wenn der Contact unterbrochen ist, der Oeffnungs-
trastrom des Magnets.

2. Während der Unterbrechung fliesst auch der Polari-
ionsstrom der Zelle durch die Spule. Ist die Feder weich
d der Anker nahe genug beim Eisenkern, so merkt man
e Wirkung des Polarisationsstromes sehr deutlich am Klopfen
s Hammers; der Anker wird nach Einschaltung der Zelle
el stärker angezogen als ohne sie. Bei Kohlenelectroden
uert die Entladung ziemlich lange, nach wenigen Schwin-
ngen tritt jedesmal eine längere Pause ein; sie kann unter
nstigen Umständen mehr als eine Minute dauern.

3. Der Hufeisenmagnet, mit welchem die meisten Ver-
che ausgeführt wurden, hat massive Eisenkerne von 65 mm
öhe und 10 mm Durchmesser. Beide Spulen zusammen
ben etwa 5000 Windungen von 0.25 mm dickem Kupferdraht.
er Widerstand ist beiläufig 100 Ohm. Die Versuche gelingen
wohl, wenn man die Spulen hintereinander, als auch wenn
ın sie parallel schaltet. Mit einem anderen Magnet von
emlich gleicher Grösse, aber mit dickerem Draht etwa
00 Windungen erzielt man auch gute Erfolge, dagegen
eitaus geringere mit dem Magnet eines Telegraphenrelais
n 300 Ohm Widerstand.

Die Zahl der Unterbrechungen in der Secunde wählt man zweckmässig zwischen 6 und 20. — Man kann die schwingende Feder über den Hammer hinaus verlängern, das Ende einklemmen oder aufstützen, die Contactschraube höher oder tiefer stellen und dadurch die Schwingungszahl zwischen ziemlich weiten Grenzen ändern.

Will man die Wirkung rasch erkennen, so nimmt man als Zersetzungszelle eine kleine U-Röhre von 2 oder 3 mm Durchmesser. Mit Platinelectroden in Schwefelsäure und 6 Smee als Stromquelle färbt sich die Flüssigkeit an der Anode schon nach 3 Minuten merklich gelb, nach einer Stunde ist sie, je nach der Concentration der Säure, roth oder bräunlich und enthält mehr als 1 mg Platin gelöst. Setzt man den Versuch fort, bis etwa 50 mg in einem cm^3 gelöst sind, so wird die Flüssigkeit im Anodenschenkel tief schwarz.

4. Das Metall löst sich immer an derjenigen Electrode, welche für den Batteriestrom Anode ist.

Dieser Strom allein kann aber die Lösung von Platin und Gold nicht bewirken; weder wenn er constant durch die Zelle fliesst, noch wenn er oft unterbrochen wird und auch dann nicht, wenn man während der Unterbrechung die Electroden der Zelle kurz schliesst, um den Polarisationsstrom abfliessen zu lassen.

Der Oeffnungs-Extrastrom der Spule hat in dieser die gleiche Richtung wie der Batteriestrom, in der Zelle demnach

herbeiführt, nachdem der vorangehende Extrastrom das Gefüge der Anode gelockert hat.

Beim Gebrauch des Selbstunterbrechers mit einem Daniell erhielt sich Platin in verdünnter Schwefelsäure 14 Tage lang ungelöst. Als ein zweites Element zugeschaltet wurde, bemerkte man schon nach wenigen Stunden eine gelbe Kruste auf der Anode, sie wurde bald dunkelroth und schälte sich leicht ab, löste sich auch allmählich in der Flüssigkeit auf. (In verdünnten Säuren und in Alkalien entstehen zumeist solche Krusten, in stärkeren Säuren beginnt die Lösung oft glattweg.)

Eine Aluminiumanode wurde bei gleicher Schaltung schon mit einem Daniell stark zerfressen.

Ein Daniell genügt, um zwischen grossen Aluminiumelectroden in Schwefelsäure einen dauernden Strom zu unterhalten, mit Platinelectroden braucht man zwei solche Elemente. Die Klemmenspannung der Stromquelle muss grösser sein als die electromotorische Kraft der Polarisation, wenn die Verbindung des Metalles mit dem Anion in unserem Apparat leicht zu Stande kommen soll.

7. Die Lösung der edlen Metalle gelingt auch bei einer anderen Anordnung. Ist die Zelle zwischen Hammer und Amboss des Unterbrechers geschaltet, so wird sie bei Contact kurz geschlossen; während der Oeffnung fliesst der Batteriestrom durch Zelle und Magnet hintereinander, der Oeffnungs-Extrastrom des Magnets hat den Weg durch Zelle und Batterie hintereinander. Dieser Strom hat bei der ersten Schaltung die dem Batteriestrom entgegengesetzte Richtung in der Zelle, bei der anderen haben beide die gleiche Richtung. Die Lösung findet man in allen Fällen an der Anode des Batteriestromes. Die Richtung des Extrastromes kann vielleicht auf die Ausbeute Einfluss haben. Ich kann das noch nicht sicher angeben, weil ich die meisten Versuche mit der ersten Schaltung gemacht habe.

Noch eine dritte Anordnung wurde probirt, die Zelle einfach zwischen Batterie und Magnet in Serie gestellt, sodass der Strom für alle zugleich geschlossen und geöffnet wird. Die Lösungswirkung ist dann Null oder kaum erkennbar.

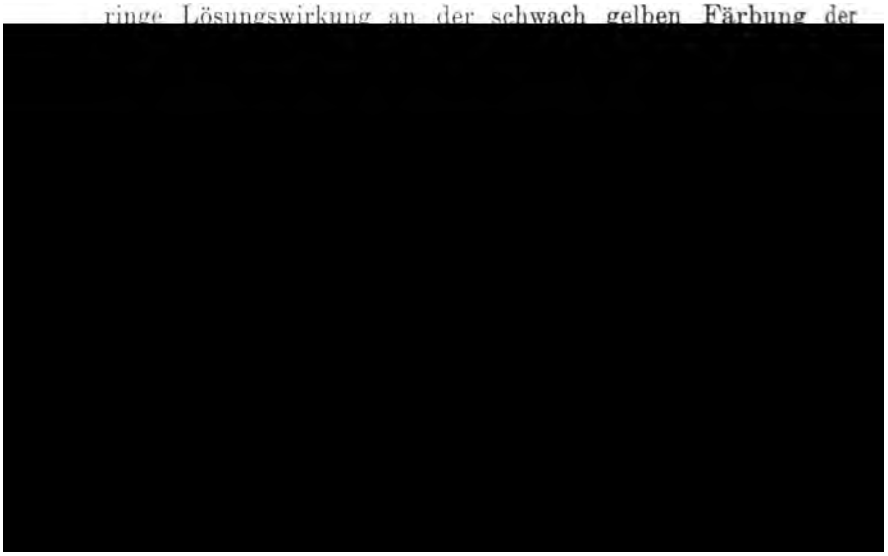
Der Unterschied gegenüber der vorher angeführten (zweiten) Schaltung liegt nur darin, dass jetzt keine Gelegenheit zur Depolarisation der Zelle gegeben ist.

Man muss annehmen, dass ausser den Strömen höherer Spannung auch die Depolarisation in kurzen Zeitintervallen dazu beiträgt, electrolytische Verbindungen der schwer angreifbaren Metalle zu ermöglichen.

8. Einige andere Versuche sind noch anzuführen.

Ein kleines Ruhmkorff'sches Inductorium sendet die Ströme der Secundärspule durch die Schwefelsäurezelle, durch welche dann auch ein constanter Strom geleitet wird. Ausser der Schwärzung der Platindrahtelectroden ist keine Wirkung zu merken. (Mit demselben Inductorium, dessen Hammer unmittelbar vom Kern des Magnets angezogen wird, gelingt die Lösung, wenn man Primärspule und Zelle nach dem zweiten Schema schaltet.)

Dann nahm ich ein kleines Inductorium, wie es für ärztliche Zwecke verwendet wird, und zwar eines, das Inductionsströme von sehr mässiger Spannung, aber ziemlich grosser Quantität erzeugt. Die Primärspule wird von 6 Smee-Elementen gespeist, die Secundärströme fliessen durch die Zelle. Die Wasserzersetzung zwischen Platinelectroden ist anfangs recht stark, nimmt rasch ab und verschwindet nach zehn Minuten, beginnt aber neuerdings, wenn man die Electroden ausglüht. Nach längerer Dauer des Versuches konnte man eine geringe Lösungswirkung an der schwach gelben Färbung der



Hr. Prof. S. Zeisel hat sich in freundlichster Weise bereit erklärt, die chemische Untersuchung durchzuführen und die Lösungen zu diesem Zwecke selbst zu erzeugen. Ich sage ihm dafür herzlichen Dank.

Die Lösung von Platin in Salzsäure ist Platinchlorid: die Lösungen in H_2SO_4 und HNO_3 werden vermuthlich das normale Sulfat und Nitrat enthalten. Das letztere ist bekannt. Vom Sulfat (mit viel überschüssigem H_2SO_4) haben sich im Laufe der Versuche ziemlich grosse Mengen angesammelt: ich konnte auch einige Reactionen probiren. Mit Kali- und Natronlauge fallen braune Niederschläge aus, vermuthlich Doppelsalze nach Art derjenigen, welche das Platinchlorid liefert: mit Ammoniak ein lichtgelber Niederschlag. Ein kleines Quantum des Sulfats habe ich von der überschüssigen Säure befreit; der Rückstand löst sich in viel Wasser mit brauner Farbe, Krystalle konnte ich bisher nicht erhalten. — Die Lösungen von Platin in Kali- und Natronlauge sind gelb gefärbt.

Die Lösungen von Gold in Säuren sind alle sehr lichtempfindlich. Aus dem gelben Sulfat fällt im Tageslicht rasch metallisches Gold aus. Die Lösung in Kalilauge hält sich gut und wird als Vergolderflüssigkeit brauchbar sein.

Mit anderen schwer angreifbaren Metallen habe ich noch keinen Versuch gemacht; mit Kohle nur wenige, wobei stets sehr starke Zerstäubung der harten Retortenkohle beobachtet wurde. Von anderen Electrolyten als den eingangs genannten wurden nur gelegentlich wässerige Lösungen von Kochsalz, Salmiak, Kaliumnitrat angewendet; die Verbindung des Platins mit dem Anion entsteht hier ebenso leicht wie in den Säuren, in den Lösungen bilden sich Doppelsalze.

Man darf wohl erwarten, auf die angegebene Art die Verbindung jedes Metalles mit dem Anion jedes Electrolyten herbeizuführen.

10. Den Anlass zu den Versuchen bot eine Beobachtung an dem registrirenden Wagebarometer von Sprung und Fuess. Bei diesem Apparat ist zur Verhinderung der Funken eine Zelle mit Platinelectroden parallel zu dem arbeitenden Electromagnet eingeschaltet, dessen Strom ziem-

lich oft unterbrochen wird. Vielleicht hat man auch an anderen Orten, wo solche Barographen im Gebrauch sind, bemerkt, dass eine Electrode goldgelb wird, dann langsam schwindet und dass sich zugleich die verdünnte Schwefelsäure in der Zelle gelb färbt.

Wien-Döbling, 29. April 1898.

(Eingegangen 1. Mai 1898.)

13. *Bemerkungen zu der Arbeit des Herrn Quincke*[1]*: Die Klebrigkeit isolirender Flüssigkeiten im constanten electrischen Felde; von W. Schaufelberger.*

Seit den Arbeiten des Hrn. Arnò u. a. wird ziemlich allgemein anerkannt, dass die dielectrischen Medien, wenn sie einer wechselnden Polarisation unterworfen werden, die Erscheinungen der Hysteresis aufweisen, ähnlich wie die magnetischen Substanzen, und man spricht seither von dielectrischer Hysteresis.

Unter der Annahme, dass die dielectrische Polarisation um eine kleine Zeit hinter der Kraft des Feldes zurückbleibe, gelang es mir, eine experimentell nachgewiesene Vergrösserung der Dämpfung, welche dielectrische Rotationsellipsoide bei ihrer Drehung im homogenen electrischen Felde erfahren, zu erklären, sowie die Grösse der Hysteresis für die Substanzen Hartgummi und Paraffin zu ermitteln.

Die Versuche, welche demnächst veröffentlicht werden, ergaben, dass die für das Umpolarisiren nöthige Arbeit für langsame Schwingungen ($T/2 = 2{,}8$ sec) einen ganz erheblichen Bruchtheil der Polarisationsenergie ausmachen, insbesondere bei nicht vollkommenen dielectrischen Medien. Diesem Resultat zufolge ist es nicht unwahrscheinlich, dass bei den Versuchen des Hrn. Quincke die dielectrische Hysteresis, wenn nicht ganz, so doch wohl zum grössten Theil die Ursache der erhöhten Dämpfungserscheinung ist.

Hr. Quincke hat Kugeln aus Crownglas, Flintglas, Quarz und Kalkspath an einer Waage hängend zwischen die Platten eines Kondensators gebracht, die auf hohe Potentialunterschiede geladen waren. Als Dielectricum wurden Flüssigkeiten benutzt, wie Aether, Schwefelkohlenstoff, Terpentin etc. Er beobachtete, dass die Schwingungen der Waage nach der Ladung eine bedeutend stärkere Dämpfung zeigten und schloss daraus, dass

1) Quincke, Wied. Ann. **62**. p. 1. 1897.

die betreffenden Flüssigkeiten im electrischen Felde eine erhöhte Klebrigkeit erhalten.

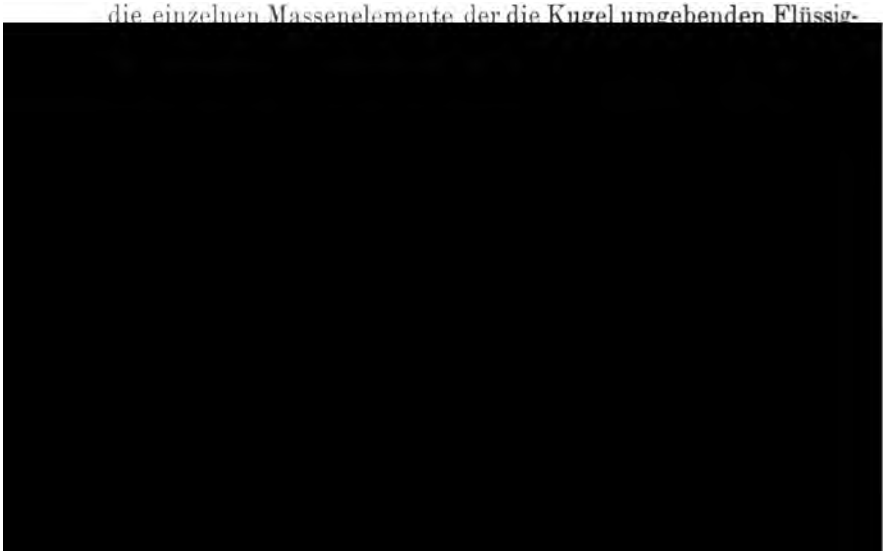
Bei Bewegungen der Kugeln senkrecht zu den Kraftlinien fand Hr. Quincke eine 1,5 bis 6 mal stärkere Beeinflussung als bei der Bewegung parallel zu den Kraftlinien.

Hr. Walter König[1]) konnte bei seinen Ausflussversuchen aus Capillarröhren keine Erhöhung der Klebrigkeit beobachten. Dieser Widerspruch kann aber gehoben werden durch eine etwas andere Deutung der Versuche des Hrn. Quincke.

Befindet sich eine dielectrische Kugel in einem ursprünglich homogenen electrischen Felde, so wird sie in der Richtung der Kraftlinien polarisirt und zwar gleichmässig durch ihr ganzes Innere als vollständige Fläche zweiten Grades. Je nachdem die Dielectricitätsconstante der Kugel grösser oder kleiner ist als die des Mediums im Felde, ladet sich die der positiv geladenen Condensatorplatte zugekehrte Halbkugel oberflächlich negativ oder auch positiv, die andere umgekehrt.

Diese Ladung verursacht nun, dass das die Kugel umgehende Feld nicht mehr homogen bleibt, sondern eine Störung erfährt, die sich dem ursprünglich homogenen Felde überlagert. Durch die Anwesenheit der Kugel hat sich also die Polarisation des das Feld erfüllenden Mediums, in unserem Fall der Flüssigkeit, geändert.

Man erkennt nun sofort, dass, sobald wir die Kugel in der Flüssigkeit eine periodische Bewegung ausführen lassen, die einzelnen Massenelemente der die Kugel umgebenden Flüssig-



handeln würde, wie Paraffin, Colophonium, Schwefel etc., so wäre wohl electrische Leitung ausgeschlossen. Wenn ich auch im weiteren nur die dielectrische Polarisation berücksichtige, so soll doch die electrische Leitung als Dämpfungsursache nicht ausgeschlossen sein.

Hr. Quincke selbst macht auf diese Thatsache aufmerksam, indem er sagt: „Bei dem Einbringen der festen Kugeln in die Flüssigkeit des electrischen Feldes wird die electrische Feldstärke geändert, bei Kugeln aus verschiedenen Substanzen in verschiedener Weise, sieht man aber von diesen Aenderungen ab, so sollten Kugeln gleicher Grösse aus verschiedenen Substanzen in derselben Flüssigkeit bei gleichen Abständen und gleicher Potentialdifferenz der Condensatorplatten dieselbe Dämpfung zeigen.“ Nun ergaben meine Versuche mit einem bifilar aufgehängten Rotationsellipsoid aus Hartgummi im electrischen Feld eine Dämpfung, deren logarithmisches Decrement $\lambda - \lambda_0 = 0{,}120$ betrug. Hierbei war die Rotationsaxe senkrecht zu den Kraftlinien, die Feldstärke 1,36 C.G.S., die halbe Schwingungsdauer 2,76 sec, das Trägheitsmoment des ganzen Systems 42,4 C.G.S.-Einheiten und die Halbaxen des Ellipsoides $a = 1.5$ cm, $b = 1.5$ cm, $c = 4$ cm. Somit war die dämpfende Wirkung des electrischen Feldes auf schwingende feste Isolatoren von derselben Grössenordnung, wie sie Hr. Quincke für Flüssigkeiten beobachtet hat. Es lag deshalb nahe, die Dämpfung bei isolirenden Flüssigkeiten ebenfalls auf Hysteresis zurück zu führen.

Dass die Dämpfung ganz oder zum grössten Theil vom Felde, welches die Kugel erzeugt, bedingt ist, ergiebt sich aus folgender Ueberlegung: Das Kraftfeld ist abhängig von der Grösse $D_k - D_f$ wo D_k und D_f die dielectrischen Constanten der Kugelsubstanz und der Flüssigkeit sind. Wenn nun die Wirkung dieses Feldes von Einfluss ist auf die Dämpfung, so muss sich die Grösse von $D_k - D_f$ auch in der Dämpfung $\lambda - \lambda_0$ bemerkbar machen. Ein solcher Zusammenhang lässt sich aber einigermaassen in der untenstehenden Tabelle erkennen.

Hr. Quincke giebt in seiner Arbeit die Werthe der dielectrischen Constanten seiner Flüssigkeiten an, nicht aber diejenigen der Kugelsubstanzen. Ich bin deshalb genöthigt,

die für die betreffenden Substanzen üblichsten Werthe einzuführen, statt der an den Kugeln selbst bestimmten Grössen. Hr. G. Wiedemann giebt im zweiten Band seiner „Lehre von der Electricität“ für

Crownglas (3,108)	$D_k = 3{,}11$	p. 35
Flintglas (3,054—3,013)	$D_k = 3{,}03$	p. 35
Quarz	$D_k = 4{,}6$	p. 44
Kalkspath; $\perp$ zur Axe 7,7	$D_k = 7{,}6$	p. 44
$\parallel$ zur Axe 7,5		

Die Potentialdifferenz, bis zu welcher der Condensator geladen war, betrug 2000 V. der Plattenabstand 1,5 cm. Die Einführung der oben stehenden Constanten zeigt nun, dass im allgemeinen bei derselben Flüssigkeit einem grösseren Unterschied in den Dielectricitätsconstanten auch eine grössere Dämpfung entspricht. Allerdings kommen auch Ausnahmen vor, diese sind durch Klammern hervorgehoben.

Flüssigkeit des electrischen Feldes →	Aether		Schwefelkohlenstoff		1 V. Schwefelkohlenstoff 1 V. Terpentinöl		Benzol		Schwefelkohlenstoff u. Terpentin (dickflüssig)	
Kugelsubst. ↓	$\lambda - \lambda_0$	$D_k - D_f$	$\lambda - \lambda_0$	$D_k - D_f$	$\lambda - \lambda_0$	$D_k - D_f$	$\lambda - \lambda_0$	$D_k - D_f$	$\lambda - \lambda_0$	$D_k -$
Crownglas	0,0398	1,21	0,0338	0,49	0,0231	0,61	0,0187	0,74	0,0998	0,8
Flintglas	0,0458	1,29	0,0206	0,41	(0,0248	0,53)	(0,0293	0,66)	0,0915	0,7
Quarz	0,0266	0,2	0,0288	2,0	0,0251	2,1	0,0245	2,2		

Die Tabelle zeigt keineswegs Proportionalität zwischen den Grössen $D_k - D_f$ und $\lambda - \lambda_0$. Das mag einerseits davon herrühren, dass, wie der Verfasser bemerkt, die von ihm früher untersuchte Rotation der Kugeln um die Axe der Aufhängung[1]) störend auf die Genauigkeit der Resultate einwirkte; oder aber davon, dass theilweise ein Umpolarisiren, theilweise auch eine Bewegung der Flüssigkeit verursacht wird, wobei das Verhältniss, nach welchem beide Erscheinungen auftreten, sehr wohl von der Stärke des überlagerten Feldes abhängen kann.

Wenn die Kugeln sich senkrecht zu den Kraftlinien bewegten, waren die Condensatorplatten quadratisch, hatten 5 cm Kantenlänge und befanden sich im Abstand von 1,5 cm; wenn die Bewegung parallel den Kraftlinien stattfand, hatten die Platten Kreisform und 3,5 cm Durchmesser, der Abstand betrug 3 cm.

Bei diesen letztgenannten Versuchen ergab sich wie früher für einen grösseren Werth von $D_k - D_f$ in der Regel auch ein grösserer Werth von $\lambda - \lambda_0$, wie folgende Tabelle zeigt.

Flüssigkeit →	Aether		Schwefelkohlenstoff		Benzol	
Kugelsubstanz ↓	$\lambda - \lambda_0$	$D_k - D_f$	$\lambda - \lambda_0$	$D_k - D_f$	$\lambda - \lambda_0$	$D_k - D_f$
Crownglas	0,0127	1,21	0,0118	0,49	0,0028	0,74
Flintglas	(0,0063	1,29)	0,0112	0,41	0,0014	0,66

Es ist klar, dass die Störung des homogenen electrischen Feldes, die durch die Anwesenheit der Kugel auftritt, bei den vorliegenden Dimensionen und Abständen der Platten sich weiter als nur bis zu diesen letzteren bemerkbar machen würde, wenn das ursprünglich homogene Feld beliebig ausgedehnt gewesen wäre. Mit Rücksicht darauf, dass das Feld sich nicht vollständig ausbilden konnte, ist für Verschiebungen nach verschiedenen Richtungen auch eine verschiedene Dämpfung zu erwarten; ebenso aber auch aus dem Grunde, dass für verschieden gerichtete Verschiebungen der Kugel dasselbe Flüssigkeitselement verschiedene Polarisationsschwankungen erfährt.

Die Beobachtungen des Hrn. Quincke, dass Kugeln aus

1) W. Quincke, Wied. Ann. **59**. p. 418. 1896.

isolirenden Substanzen, die in isolirenden Flüssigkeiten zwischen Condensatorplatten parallel und senkrecht zu den Kraftlinien schwingen, bei geladenem Condensator eine stärkere Dämpfung erfahren, als bei ungeladenem, deuten darauf hin, dass die betreffenden Flüssigkeiten (Aether, Schwefelkohlenstoff, Terpentinöl und Benzol) im wechselnden Felde entweder dielectrische Hysteresis, oder aber ein kleines electrisches Leitungsvermögen, eventuell beides besitzen.

Nachtrag. Es hat schon Heydweiller[1]) seinerzeit bemerkt, dass bei Annahme einer geringen Leitfähigkeit die von Hrn. Quincke in seiner ersten Arbeit über Rotation im electrischen Felde beschriebenen Erscheinungen auf Grund der Untersuchungen von Hertz[2]), erklärt werden können. Nach Schweidler[3]) stimmen die hiernach berechneten Rotationen nicht nur dem Sinne, sondern in günstigen Fällen auch der Ordnung nach mit den von Quincke beobachteten überein. In dem mir zur Zeit allein zur Verfügung stehenden Referat fehlen mir jedoch die Grundlagen zur Beurtheilung wie weit sich diese numerische Uebereinstimmung erstreckt. Dass in jenen Fällen die Hysteresis nicht zur Erklärung, herbeigezogen werden könne, weil diese nur Arbeit vernichte, hat Boltzmann[4]) bereits bemerkt.

In dem vorliegenden Fall der Dämpfung, erscheint der Einfluss der Hysteresis nicht nur principiell, sondern auch der Grössenordnung nach mitwirkend

14. *Erwiderung*[1]*; von C. Stumpf und M. Meyer.*

Hr. Anton Appunn versucht unsere Ergebnisse in Hinsicht der Abstimmung seiner Gabeln und Pfeifen für höchste Töne als irrig zu erweisen. Er giebt hierbei unsere Resultate nicht richtig wieder, indem er es sehr merkwürdig nennt, dass nach uns seine Gabeln und Pfeifchen bis zu 8000 Schwingungen richtig wären, von da aber kaum über 8000 hinaus gingen, während sie doch immer kleiner würden. Wir haben aber die Pfeifchen thatsächlich *nicht* bis zu 8000, sondern nur bis zu 4000 Schwingungen richtig gefunden (p. 772 unserer Abhandlung), und andererseits gingen sie *nicht* „kaum über 8000 hinaus", sondern bis etwa 11 000, die Gabeln bis etwa 14 000 (p. 775 mit p. 767). Dabei können sie also recht wohl immer kleiner werden.

Gegen unsere Methode, die fortschreitende Erhöhung durch die Differenztöne zu bestimmen, hat Hr. Appunn ein einziges Bedenken: das Pfeifgeräusch könne leicht für den Grundton gehalten werden und verhindere zugleich die Beobachtung von Differenztönen. Wir dürfen dagegen einfach auf die eingehende Beschreibung unserer Versuche verweisen, speciell auf die Vorsichtsmaassregeln mit denen wir uns gegen alle Täuschungsquellen solcher Art versicherten.

Die eigene Methode Appunn's besteht, wie er jetzt mittheilt, in der Berechnung der Tonhöhe aus der Pfeifenlänge und in der Bestimmung direct nach dem Gehör, mit Unterstützung des Claviers. Er behauptet auf dem letzteren Wege für jede beliebige Tonhöhe, also auch in den höchsten Ton-

1) Vgl. C. Stumpf und M. Meyer, Wied. Ann. **61.** p. 760 ff. 1897; A. Appunn, l. c. **64.** p. 409 ff. 1898.

regionen, unfehlbar sagen zu können, ob es sich um ein c, d, e etc. handelt; die Octavenlage dagegen, ob 6-, 7-, 8-gestrichene Octave, müsse durch die Pfeifenlänge ermittelt werden.

In letzterer Hinsicht setzt er voraus, dass die Octave (bei entsprechendem Wind) genau durch die halbe Pfeifenlänge gegeben sei, und hält dies für so sicher wie $2 \times 2 = 4$, *auch bei Pfeifen, deren Querschnitt grösser ist als ihre Länge.* So nämlich verhält es sich bei seinen höchsten Pfeifen: während ihr lichter Durchmesser überall unveränderlich 5 mm beträgt, nimmt ihre Länge bis zu 1,28 mm ab (vgl. seine Tabelle). Wir müssen darauf hinweisen, dass der Satz des Hrn. Appunn, nur für Pfeifen gilt, deren Querschnitt und Anblaseöffnung gegen ihre Länge verschwindet, nicht aber für sogenannte kubische Pfeifen.

Will man hier überhaupt noch mit Berechnung vorgehen, so könnte nur die von Helmholtz entwickelte Formel in Anwendung kommen, über welche Hr. Appunn das Nöthigste in der „Lehre von den Tonempfindungen", Beilage II, finden kann. Da er uns im November letzten Jahres die 6 Pfeifchen übersandte, auf die sich seine Tabelle (p. 413) bezieht, und dazu schrieb, dass er nach der Berechnung „auf diese Pfeifchen schwöre", so haben wir sie auch gemessen und hiernach mit der Helmholtz'schen Formel folgende Tabelle erhalten:

Tabelle für 6 Appunn'sche Pfeifchen.

weil die Formel voraussetzt, dass die Oeffnung sehr eng sei gegenüber den übrigen Dimensionen; was hier nicht der Fall ist. Daher wird man eben auf diesem Wege vorläufig nicht zum Ziele kommen.

Was nun die Anwendung des blossen Gehörs betrifft (bei welcher man das Pfeifgeräusch doch *auch* nicht mit dem Pfeifenton verwechseln darf), so wollen wir über Appunn's musikalisches Gehör nicht streiten. Jedenfalls ist es aber leichter und sicherer, *tiefere* Töne zu bestimmen, für die man dann zugleich die Schwebungen mit nahe unisonen objectiven Klangquellen als Controle hat: nämlich die Differenztöne. Damit sind wir bei unserer Methode angelangt. Uebrigens hat M. Meyer (Stumpf war verhindert) die damals übersandten sechs Pfeifchen auch noch direct durch das Gehör bestimmt. Man erkennt bei genügender Uebung in der That nicht bloss, dass sie successive höher werden, sondern auch in welchen Intervallen sie untereinander stehen. Es ergaben sich unter Anwendung eines Winddruckes, wie er jedesmal den besten Ton gab, folgende Tonhöhen: 2500, 3750, 6000, 7500, . . ., 9000. (Bei der fünften Pfeife war der Einsatz auf dem Transport herausgefallen.) Die erste stimmt, wie man sieht, mit Appunn's Angabe, die folgenden bleiben weit dahinter zurück, und das Ergebniss ist wiederum das nämliche.

Wir würden aber nicht wagen, solche Angaben eines wie auch immer geübten Beobachters in einer strittigen Sache mit dem Anspruch auf unbedingte Glaubwürdigkeit hinzustellen, solange sie nicht entweder durch andere ebenso Geübte bestätigt oder wenigstens durch eine Mannichfaltigkeit von Versuchsvariationen erhärtet sind. Beides ist geschehen bei unseren Differenztonbeobachtungen: wir haben uns gegenseitig controlirt und wir haben jede Beobachtung durch Verschiebungen des tieferen Primärtons, durch Vergleichungen mit anderen bereits festgestellten Tönen etc. verfestet und verknotet und uns nicht beruhigt, bevor nicht alle diese Proben untereinander stimmten. Bezüglich der Gabelserien können wir nunmehr auch noch auf Melde's Untersuchung der neuesten Serie verweisen [1]), wonach sich wiederum Differenzen bis zu fast

1) Melde, Pflüger's Archiv f. d. ges. Physiologie **71**. p. 441. 1898.

40 000 Schwingungen gegenüber Appunn's Angaben herausstellen. Auf Pfeifen sind Melde's objective Methoden nicht anwendbar. Aber wir wiederholen, dass hier jeder ohne zu grosse Schwierigkeit, auch ohne Anwendung comprimirter Luft, unsere Versuche wenigstens insoweit nachmachen kann, als es nöthig ist, um sich ein annäherndes Bild von der Sachlage zu verschaffen.[1])

1) Nach erfolgter Replik und Duplik glaubt die Redaction auf eine Fortsetzung dieser Polemik verzichten zu dürfen.

(Eingegangen 4. März 1898.)

15. *Erwiderung gegen Ant. Appunn's Abhandlung: „Ueber Schwingungszahlenbestimmungen bei sehr hohen Tönen"; von F. Melde.*

Obwohl ich mit einer dritten grösseren Arbeit über die Bestimmung der Schwingungszahlen hoher Töne beschäftigt bin, in deren Darstellung demnächst noch weitere ausführliche Beweise geliefert werden sollen, halte ich es doch für nothwendig, schon jetzt auf die von Hrn. Ant. Appunn in diesen Annalen [1]) veröffentlichten Anschauungen meinerseits zu antworten.[2])

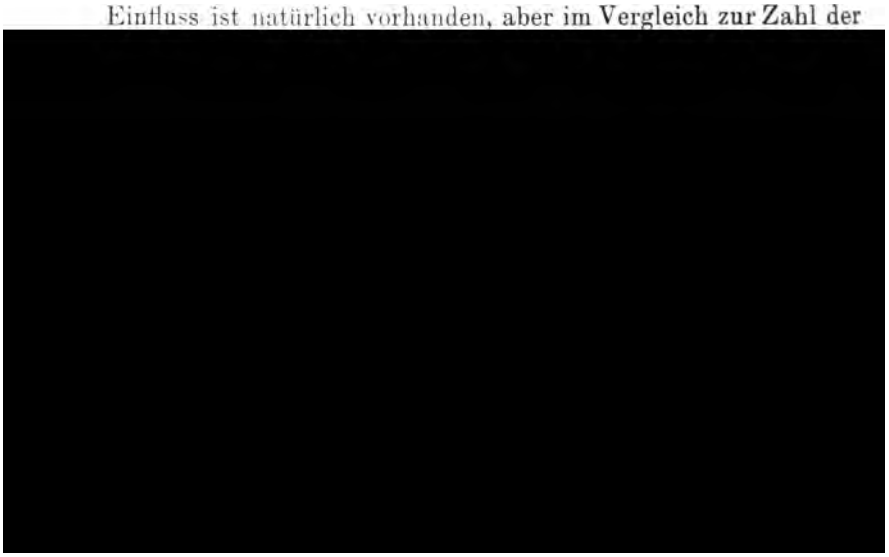
Ich bin der Erste gewesen, welcher die völlige Unbrauchbarkeit der sog. Appunn'schen „Stimmgabelapparate", wie sie insbesondere von Appunn sen. seiner Zeit geliefert wurden und bei der Bestimmung von der oberen Hörgrenze vielfach von Physikern und Physiologen benutzt wurden, nachgewiesen hat. Zwei von mir erfundene und ausgebildete neue Methoden: die „objective Schreibmethode" und die „objective Resonanzmethode" haben den Beweis für die Richtigkeit meiner Behauptungen Hrn. Appunn gegenüber dargethan. Auch wenn ich allein geblieben wäre, war durch meine Untersuchungen die Sache abgethan und dies um so vollständiger, als meine beiden Methoden, voneinander durchaus verschieden, doch in erfreulichster Weise zu denselben Resultaten geführt haben. Meine beiden Arbeiten über den betreffenden Gegenstand gingen bei der Redaction dieser Annalen im December 1893 und Februar 1894 ein. Nun erfolgte im Mai 1897 eine Arbeit der beiden Herren Stumpf und Meyer, die sich insbesondere die Aufgabe gestellt hatten, die „Differenzton-Methode" als brauchbar zu

1) Appunn, Wied Ann. **64** p. 409—416. 1898.

2) Die Antwort von Hrn. C. Stumpf und M. Meyer ist in demselben Heft erschienen.

erweisen, was auch bis zu bestimmten Grenzen hin völlig gelungen ist. Sie haben diese Methode auch auf Appunn'sche Stimmgabeln angewandt und sind bezüglich der überaus grossen Fehler solcher Gabeln *mit mir zu demselben Resultat gelangt.* Bezüglich der Appunn'schen „Pfeifchen" haben sie durch die Differenztonmethode ferner solche Fehler in den Tonhöhenangaben Appunn's nachgewiesen, dass sich auch die völlige Unbrauchbarkeit dieser Pfeifchen ergab, wenigstens dann, wenn man sie ohne Controle verwendet. Bezüglich der Stimmgabeln haben demnach *drei gänzlich verschiedene* Methoden zu *demselben* Resultat geführt.

Hr. Appunn hat sich diesen drei gründlichen Arbeiten gegenüber einfach ablehnend verhalten. Ich habe, ihm persönlich nahe stehend, ihn eingeladen, einmal nach Marburg zu kommen, um sich meine Experimente anzusehen. Aber Hr. Appunn hat sich darauf nicht eingelassen, indem er einfach behauptet, sein Gehör sei ein so phänomenales, dass er bis zu 50 000 Schwingungen höre und auch diese Schwingungsmenge, z. B. von 40 000 oder 40 500, als unterschieden nachweisen könne. Bezüglich der Gabeln muss ich hier noch eine Sache berühren, die mich persönlich angeht. Herr Appunn rügt, dass ich die Stimmgabeln oben belaste und dass dadurch grosse Fehler der Tonhöhenbestimmungen eintreten könnten. Ich habe in meinen beiden bis jetzt veröffentlichten Abhandlungen genau angegeben, wie eine solche Zinkenbelastung wirkt. Ihr Einfluss ist natürlich vorhanden, aber im Vergleich zur Zahl der



Die Autorität Preyer's, welche Hr. Appunn für sich in Anspruch nehmen will, ist im vorliegenden Fall nicht maassgebend, weil Preyer, wie bekannt, einen nicht unbeträchtlichen Theil seiner Tonstudien gerade mit Appunn'schen Gabeln gemacht hat und jetzt leider durch den Tod der Wissenschaft entrissen ist. [1]

Marburg, im Februar 1898.

1) Vgl. auch die Note zur vorhergehenden Abhandlung.

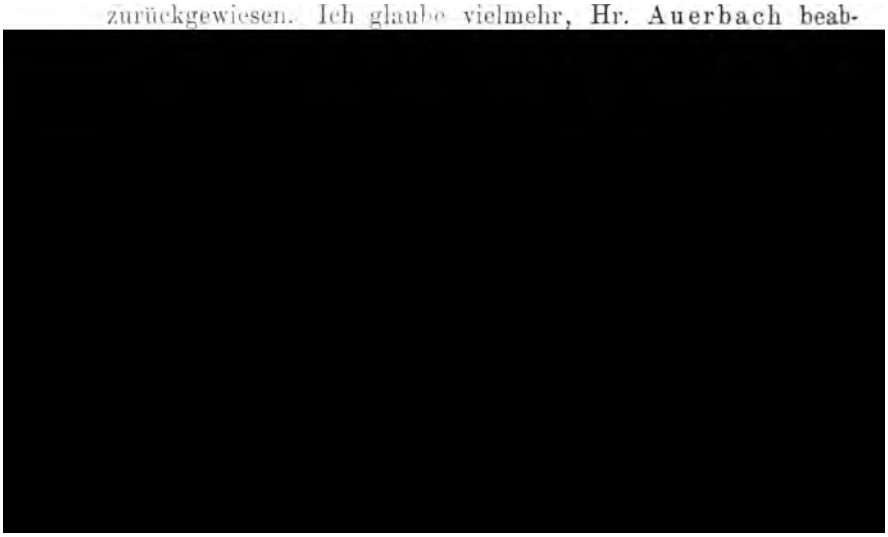
(Eingegangen 29. Februar 1898.)

16. *Zur absoluten Temperatur; von K. Schreber.*

Hr. F. Auerbach hat meine Arbeit: „Die absolute Temperatur“ [1]) einer Besprechung unterworfen [2]), und ich danke ihm hiermit sowohl für die namentlich im Schlussatz liegende Anerkennung meiner Entwickelungen, wie auch für die Gelegenheit, die er mir somit verschafft, die Einwände, welche von den Anhängern der arithmetischen Scala der geometrischen gemacht werden, zurückzuweisen. (Ich will zunächst noch die von Hr. Auerbach angewandten Bezeichnungen: geometrische und arithmetische absolute Scala für die beiden von Lord Kelvin vorgeschlagenen Temperaturscalen benutzen, mit derselben, noch einmal in Erinnerung gerufenen Bedeutung, dass die erste, in Vergessenheit gerathene und von mir wieder aufgenommene Scala als geometrische, die zweite, bisher ausschliesslich benutzte, als arithmetische Scala bezeichnet werden soll.)

1. Zuerst muss ich jedoch die von Hrn. Auerbach vorgeschlagene Gradtheilung kurz besprechen.

Wie mir aus seiner Darstellung hervorzugehen scheint, beabsichtigt Hr. Auerbach nicht, eine Temperaturscala dadurch zu definiren, dass er die specifische Wärme des Wassers als constant ansieht. Dieser Vorschlag ist ja schon vor 100 Jahren von Deluc [3]) gemacht und auch schon u. a. von Maxwell [4]) zurückgewiesen. Ich glaube vielmehr, Hr. Auerbach beab-



Definiren wir also als Wärmeeinheit K diejenige Wärme-
ergie, welche einem Gramm Wasser zugeführt werden muss,
nn es von seinem Gefrierpunkt bis zu seinem Siedepunkt
värmt wird, — eine Calorie, welche von der Gradeinheit
az unabhängig ist und auch schon vielfach, z. B. in der
ermochemie, benutzt wird — so ist das Arbeitsäquivalent
rselben $42 . 10^{-5}$. Definiren wir dagegen als Wärmeeinheit
ejenige Wärmeenergie, welche $1/42 . 10^{5}$ g Wasser bei der-
ben Temperaturänderung aufnimmt, so hat das Arbeits-
uivalent der Wärmeeinheit den von Hrn. Auerbach ge-
nschten Wert 1.

Die Frage nach dem Arbeitsäquivalent berührt also gar
ht die Frage nach der Temperaturscala.

2. Das Charakteristische der geometrischen Temperaturscala
, dass sie nur Temperaturdifferenzen liefert. Hr. Auerbach
eint nun, dass man reine Temperaturzahlen brauche und wird
rin bestärkt durch eine Flüchtigkeit in der Darstellung, welche
ı mir habe zu Schulden kommen lassen.

In der von mir zum Vergleich der Zahlen der verschiedenen
alen aufgestellten Tabelle habe ich die Ueberschriften der
olumnen, in denen die der Dalton'schen und der geometrischen
soluten Scala zukommenden Zahlen stehen, durch einen ein-
gen Buchstaben bezeichnet, während sie ausführlicher hätten
ıten sollen: $t_{\prime\prime} - t_{\prime}$ bez. $\vartheta - \vartheta_{,}$, wo $t_{\prime}$ bez. $\vartheta_{,}$ die Temperatur
s Schmelzpunktes des Eises nach der betreffenden Scala ist.

Ich habe als Anfangspunkt der Zählung diesen gewählt
um bequemeren Vergleich mit der Galilei'schen und der
ithmetischen Scala". [1])

Die Zahlen der beiden Reihen geben also nur die Differenz
r Temperatur der angeführten Punkte und der des schmelzen-
n Eises und zur Definition dieser Differenz braucht nur die
adgrösse, nicht aber ein Nullpunkt bestimmt zu sein.

Dass man überhaupt keine reinen Temperaturzahlen braucht,
ht daraus hervor, dass sich, wie ich gezeigt habe, eine ganze
eihe von Formeln, welche nach der arithmetischen Scala
ne reine Zahl enthalten, mit Hülfe der geometrischen Scala
nfacher darstellen lassen. Ich erinnere zunächst an die

1) l. c. p. 180. bez. p. 74.

Differentialgleichung der Spannkraftscurve. Diese heisst in der **geometrischen Scala:**

$$\frac{1}{\alpha} \cdot \frac{dp}{dt} = \frac{q}{u}$$ [1]),

in der **arithmetischen** dagegen:

$$\frac{dp}{dt} = \frac{q}{T.u.}$$

Da α eine absolute Constante ist, so ist die **erstere Formel** sicherlich einfacher. Eine allgemeine **Festsetzung des Null**punktes wird von ihr nicht verlangt.

Noch auffälliger erkennt man die **Ueberflüssigkeit** eines allgemein festgelegten Nullpunktes **an den Formeln für** die Gefrier- und Siedepunktsänderungen **verdünnter Lösungen.** Dieselben sind bekanntlich nach der arithmetischen **Scala, wenn**

R die Constante der Boyle-Gay Lussac'schen **Zustands**gleichung der vollkommenen Gase,

T der Gefrier- bez. Siedepunkt des reinen Lösungsmittels nach der arithmetischen Scala,

q die latente Schmelz- bez. Verdampfungswärme,

n die Zahl der gelösten und

r die Zahl der lösenden Molecüle ist,

$$\Delta T = \frac{n}{r} \frac{R T^2}{q}.$$

Es kommt also das Quadrat einer **Temperaturzahl** vor. In der geometrischen Scala heisst die Formel

Man braucht somit keine reinen Temperaturzahlen; ja iese können sogar gelegentlich schädlich wirken: Hr. Pf. ummer beginnt seine Darstellung: über die Strahlung des bsolut schwarzen Körpers und seine Verwirklichung [1]) mit dem achweis, dass es „lediglich die ***Temperaturdifferenz*** on Lummer selbst hervorgehoben) zwischen dem entfernten örper und uns, bez. dem bestrahlten Körper ist, welche even- uell den Nachweis von der Existenz des ersteren ermöglicht." ier widerspricht also die arithmetische Scala direct den hatsachen, denn diese führt zu dem bekannten Stefan'schen trahlungsgesetz, nach welchem die Strahlung der vierten Potenz er arithmetischen Temperatur des strahlenden Körpers proporonal ist. Ich hoffe in nicht allzu langer Zeit eine Darstellung er Strahlungsgesetze nach der geometrischen Scala vorlegen u können.

Hr. Auerbach findet nun beim Vergleich der geomeischen und der arithmetischen Scala, „dass jene zur Erlangung nes Nullpunktes, diese zur Erlangung einer absoluten Gradösse, beide also zur Erlangung wirklicher Temperaturzahlen ne specielle Wahl treffen müssen." Da nun, wie ich soeben nochals gezeigt habe, ein allgemein festgelegter Nullpunkt bez. reine emperaturzahlen nicht nöthig sind, um die Gesetze der Wärmehre darzustellen, so fallen die Folgerungen, welche Hr. Auerbach us diesem Satze zieht, und es bleibt nur die geometrische Scala s eine wirklich absolute, d. h. von irgend welcher Substanz nabhängige Scala übrig.

Ich werde deshalb auch die von mir ursprünglich benutzten ezeichnungen wieder aufnehmen, nämlich die von Hrn. uerbach als geometrisch absolut unterschiedene Scala die bsolute schlechtweg, und die von ihm als arithmetisch absolute ezeichnete die thermodynamische Scala nennen.

3. Hr. Auerbach hat auf die *elementare* Entwickelung er thermodynamischen Scala bei Maxwell [2]) hingewiesen. Da iese Entwickelung vielfach benutzt zu werden scheint, so öchte ich sie einmal etwas schärfer mathematisch fassen.

Maxwell gelangt zu dem Satze: In einer umkehrbaren [aschine verhält sich die aufgenommene Wärme Q_1 zur ab-

1) Lummer, Naturw. Rundschau **11.** p. 65 1896.

2) Maxwell, Theorie der Wärme, deutsch von Neesen, p. 182. 1873.

gegebenen Q_2 wie die thermodynamische Temperatur T_1 der Wärmequelle zur thermodynamischen Temperatur T_2 des Kühlers,

$$\frac{Q_1}{Q_2} = \frac{T_1}{T_2},$$

indem er von einem Kreisprocess ausgeht, bei welchem die Temperatur T_2 des Kühlers so gewählt wird, dass die geleistete Arbeit, deren Betrag nach dem Satz von der Erhaltung der Energie $Q_1 - Q_2$ ist, gleich der von der Maschine aufgenommenen Wärme Q_1 ist. Da es dann „nicht möglich ist, dass irgend ein Körper eine niedrigere als die durch T_2 bezeichnete Temperatur besitzt", so nimmt Maxwell diese Temperatur T_2 als Nullpunkt. Wenn man aber die bei diesem Kreisprocess benutzten Werthe in jene für sämmtliche Kreisprocesse gültige Formel einsetzt, erhält man:

$$\frac{Q_1 - Q_2}{Q_2} = \frac{T}{0},$$

d. h. der Process, mit dessen Hülfe Maxwell „allein aus thermodynamischen Grundsätzen unabhängig von den Eigenschaften irgend welcher ausgewählten Substanz" den Nullpunkt der thermodynamischen Scala zu definiren sucht, operirt mit unendlichen Grössen. Die darin liegende Unbestimmtheit wird noch deutlicher, wenn man die aus der Bedingung $Q_1 - Q_2 = Q_1$ zu ziehende Folgerung $Q_2 = 0$ in die Formel einsetzt. Dann findet man

$$\frac{Q_1}{0} = \frac{0}{0}.$$

Wie ich eben gezeigt habe, ist die Maxwell'sche Darstellung des Nullpunktes der thermodynamischen Scala unbestimmt. Man muss sich also mit der Darstellung dieser Scala begnügen, wie sie Lord Kelvin[1]) selbst giebt. Dieser definirt das Verhältniss zweier Temperaturzahlen durch die Gleichung

$$\frac{T_1}{T_2} = \frac{Q_1}{Q_2}.$$

Um von diesem Verhältniss zu Zahlen selbst zu gelangen, hat er zwei Wege angegeben. Der von ihm als der „vorzuziehende" angesehene Weg ist jetzt wegen der noch fehlenden experimentellen Sicherheit noch nicht durchzuführen. Man muss sich inzwischen damit begnügen, die Differenz zwischen Gefrier- und Siedepunkt des Wassers gleich 100° zu setzen und durch Experimente feststellen zu suchen, welche Temperaturzahl unter dieser Bedingung dem Schmelzpunkt des Eises zukommt. Hieraus folgt aber, dass die Temperaturzahl des Schmelzpunktes des Eises nach der thermodynamischen Scala von der Genauigkeit des Experimentes abhängt und mit fortschreitender Verfeinerung der experimentellen Hülfsmittel immer schärfer und schärfer festgestellt werden wird. Mit anderen Worten: die Gradeinheit der thermodynamischen Scala ist von der Feinheit des Experimentes abhängig.

Lord Kelvin giebt als wahrscheinlichen Werth des Schmelzpunktes des Eises 273,7, Hr. Auerbach einfach 273. Es wird also das t der obigen Gleichung verschiedene Werthe bekommen, je nachdem man den abgekürzten Werth des Hrn. Auerbach oder einen genaueren einsetzt.

Jedenfalls kein Vortheil der thermodynamischen Scala.

5. Eigenthümlich berührt hat mich ein Satz des Hrn. Auerbach, den ich mir ausführlich zu wiederholen erlaube, weil er eine Anerkennung der absoluten Scala enthält, welche Hr. Auerbach gern möglichst abschwächen möchte.

„Die geometrische Scala in der Schreber'schen oder Dalton'schen Form hat etwas Verführerisches gegenüber der arithmetischen oder Galilei'schen: sie besagt, dass sich für eine bestimmte Temperaturänderung eine gewisse Eigenschaft (Volumen, Spannung etc.) um den und den Bruchtheil ihres

1) Joule u. Thomson, Phil. Trans. London, **144**. p. 350. 1854.

augenblicklichen Werthes ändere, und es wird kaum jemand zu allen Zeiten von dem Gefühl frei gewesen sein, dass eine solche Vorstellung mehr befriedige. Aber begründet ist sie durch nichts, und es muss geradezu als ein Vorzug der arithmetischen Scala bezeichnet werden, dass sie solchen Vorstellungen keinen Einfluss gestattet."

Dieser Ausführung von Hrn. Auerbach, gegenüber möchte ich bemerken, ohne mich auf andere Beispiele einzulassen, dass er das Arbeitsäquivalent der Wärmeeinheit doch wohl nur deshalb gleich 1 setzen will, weil das Gefühl grösserer Einfachheit in der Darstellung mehr befriedigt. Wie soll aber hier nützlich sein, was dort für schädlich erachtet wird.

6. In einer Fussnote zur dritten seiner sehr interessanten Abhandlungen über nicht-umkehrbare Vorgänge[1]) bemerkt Hr. Wiedeburg, dass, wenn man in Lord Kelvin's erster Definition der absoluten Temperatur[2]) unter Wärme nicht die Wärmeenergie, sondern den Capacitätsfactor, oder nach Wiedeburg den Quantitätsfactor derselben, nämlich die Entropie versteht, dann auch diese Definition zur thermodynamischen Scala führt. Dieser Bemerkung des Hrn. Wiedeburg kann ich meine Zustimmung nicht versagen. Nur erlaube ich mir darauf aufmerksam zu machen, dass derselbe zuerst die Entropie mit Hülfe der thermodynamischen Scala definirt hat, und dass folglich eine Definition der Temperaturscala mit Hülfe der so festgelegten Entropie nothwendigerweise wieder auf die thermodynamische Scala führen

17. *Beiträge zur kinetischen Theorie mehratomiger Gase;* von *H. Staigmüller.*

Den folgenden Betrachtungen kann ich keine bessere Einleitung geben, als die Worte, welche F. Richarz seiner Abhandlung[1]): „Zur kinetischen Theorie mehratomiger Gase" vorausschickte.

„Es ist gewiss mit Recht hervorgehoben worden, dass die rein thermodynamische Betrachtungsweise, welche unter Verzicht auf jede besondere Vorstellung von der Form der thermischen Energie allein von den beiden Hauptsätzen der mechanischen Wärmetheorie ihren Ausgang nimmt, der kinetischen Theorie an Sicherheit und Fruchtbarkeit überlegen ist.[2]) Aber der Verzicht, von der Bewegung der Molecüle und Atome eine Vorstellung zu gewinnen, muss nothwendig ein unbefriedigendes Gefühl hinterlassen, und dies wird immer wieder von neuem zu Versuchen treiben, vom Mechanismus der Wärmebewegung eine bestimmtere Anschauung auszubilden."

Solche bestimmtere Anschauungen auszubilden ist auch der Zweck der folgenden Darlegungen.

Die Bewegung eines Gasmolecüls, das aus n Atomen besteht, ist vollständig bestimmt durch $3n$ voneinander unabhängige Variable. Als solche Variable nehme man[3]) zunächst die cartesischen Coordinaten x, y, z eines beliebigen Atoms A des Molecüls. Ferner denke man sich durch dieses Atom A und zwei beliebige weitere Atome B und C des Molecüls eine Ebene gelegt, deren Lage im Raume durch die beiden

1) Vgl. Richarz, Wied. Ann. **48.** p. 468. 1893.

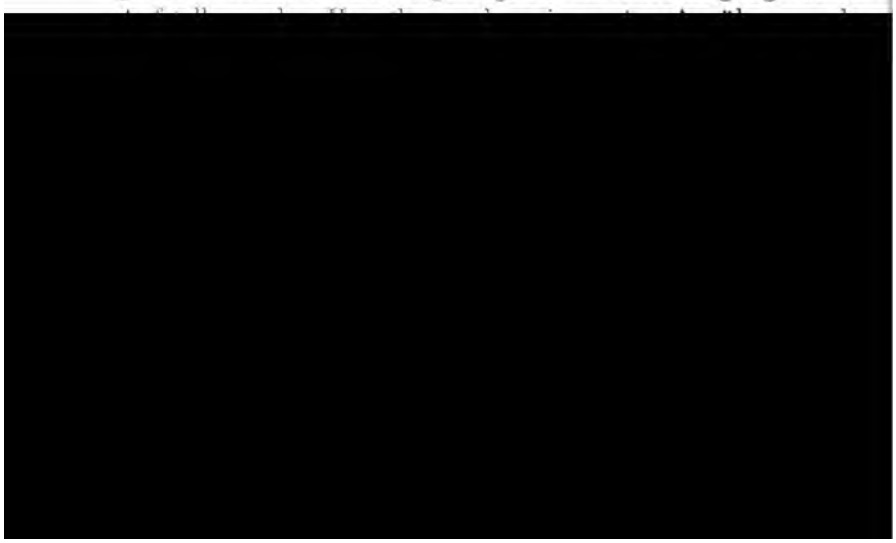
2) M. Planck, **64.** Naturforscherversamml. Halle 1891; Zeitschr. f. physik. Chem. **8.** p. 647. 1891.

3) Bei der ersten Niederschrift dieses Aufsatzes war ich bei der Abzählung der Coordinaten von den cartesischen Coordinaten des Molecularschwerpunktes ausgegangen. Die vorstehende Darstellung, welche übersichtlicher, einfacher und natürlicher ist, verdanke ich einer mündlichen Anregung des Hrn. Prof. Dr. Riecke.

Winkel φ und ψ ihrer Normalen in einem Polarsystem festgelegt sein möge. In dieser Ebene werde schliesslich die Richtung AB durch den Winkel χ bestimmt, welchen AB mit einer in der Ebene gezogenen Axe bildet. Nun ist zunächst mit den drei Coordinaten x, y, z die fortschreitende Bewegung, mit den drei Coordinaten φ, ψ, χ die Drehbewegung des ganzen Molecüls gegeben. Von den noch zur Verfügung stehenden $(3n-6)$ Coordinaten mögen drei die gegenseitigen Entfernungen r_{ab}, r_{bc}, r_{ca} der Atome A, B und C messen, dann sind durch die neun eingeführten Coordinaten vorerst die Atome A, B und C vollständig festgelegt. Jedes weitere Atom X des Molecüls kann nun sehr einfach durch seine Entfernungen r_{xa}, r_{xb}, r_{xc} von diesen drei Atomen A, B, C bestimmt werden.

Die auf solche Weise eingeführten $3n$ Coordinaten zerfallen in zwei specifisch verschiedene Gruppen. Zur ersten Gruppe gehören die sechs Coordinaten x, y, z, φ, ψ, χ, welche die Bewegung des ganzen Molecüls im Raume darstellen, sie mögen kurzweg „äussere" Coordinaten genannt werden; zur zweiten Gruppe gehören die $(3n-6)$ Entfernungen r_{mn}, welche die gegenseitigen Verschiebungen der einzelnen Atome innerhalb des Molecüls messen, sie mögen kurzweg „innere" Coordinaten heissen.

In der gewiss berechtigten Annahme, dass diese inneren Verschiebungen angenähert als pendelartige Schwingungen aufgefasst werden dürfen, liegt zugleich die Berechtigung für die



also den $3n$ Coordinaten im ganzen die lebendige Kraft $3n\varepsilon$. Hiervon kommt auf die lebendige Kraft der fortschreitenden Bewegung der Molecüle 3ε, auf die lebendige Kraft ihrer Drehbewegung gleichfalls 3ε und auf ihre innere kinetische Energie $(3n-6)\varepsilon$. Diesem letzteren Betrage entspricht noch eine intramoleculare potentielle Energie, die wir auch gleich $(3n-6)\varepsilon$ setzen. Für die Gesammtenergie E unseres Gases erhält man damit die Relation

$$E = \{6 + 2(3n - 6)\}\varepsilon = 6(n - 1)\varepsilon.$$

Die für die thermischen Eigenschaften eines Gases charakteristische Constante $6(n-1)$ nenne ich Wärmedimension des Gases und bezeichne sie mit ϑ. Hierbei ist aber vorausgesetzt, dass in der That $3n$ voneinander unabhängige Variable nöthig sind, um die Bewegung des Molecüls vollständig zu bestimmen. Nun steht der Annahme nichts im Wege, dass die Zahl der unabhängigen Variabeln dadurch eine kleinere werden kann, dass die chemische Constitution des Molecüls entweder die Constanz einer der als innere Coordinaten eingeführten Entfernungen nach sich zieht, oder irgend welche Relationen zwischen den Variabeln bedingt. Die Anzahl der inneren Coordinaten kann deshalb bis auf Null herabsinken, aber es bleibt auch die Anzahl der äusseren Coordinaten nicht unter allen Umständen gleich 6. Bedingt nämlich die chemische Constitution eines Molecüls eine geradlinige Anordnung sämmtlicher Atome desselben, so besitzt ein solches Molecül nur fünf äussere Coordinaten, da die Orientirung einer Geraden im Raume schon durch zwei Abmessungen bestimmt ist. Vor allem können also bei zweiatomigen Molecülen nur fünf äussere Coordinaten auftreten.

Um ganz allgemein den Werth von ϑ festlegen zu können, bezeichnet man die Anzahl der äusseren Coordinaten mit a, die Anzahl der inneren Coordinaten mit i, dann ist

$$E = (a + 2i)\varepsilon \quad \text{und damit} \quad \vartheta = a + 2i.$$

Hierbei ist a entweder gleich 6 oder gleich 5, während der Werth von i allgemein nur eingegrenzt werden kann durch die Relation

$$0 \leqq i \leqq (3n - a).$$

Es ist also zunächst in jedem einzelnen Falle Sache besonderer Erwägungen zu untersuchen, ob die chemische Constitution des betreffenden Gasmolecüls soweit als bekannt vorausgesetzt werden kann, dass sich aus ihr die Anzahl der inneren und äusseren Coordinaten des Molecüls ableiten lässt. Andernfalls giebt umgekehrt der experimentell bestimmte Werth von ϑ die Möglichkeit an die Hand, Schlüsse über die Constitution des betreffenden Molecüls zu ziehen.

Von der Gesammtenergie unseres Gases im Betrage von

$$E = \vartheta \varepsilon$$

entfällt nach dem Bisherigen nur die Energiegrösse

$$\Theta = 3 \varepsilon$$

auf die lebendige Kraft der fortschreitenden Bewegung der einzelnen Molecüle, d. h. auf diejenige Energieform, welche ich mit dem Thermometer messe, und zwischen beiden Energiegrössen besteht die Proportion

$$\Theta : E = 3 : \vartheta. \tag{1}$$

Es messe nun weiterhin bei unserem Gase die Zahl m die Masse in Gramm, T die absolute Temperatur in Celsiusgraden ($T = 273 + t$), μ das Moleculargewicht ($H_2 = 2$), p den Druck in Dynen pro Quadratcentimeter, v das Volumen in Cubikcentimetern, V die moleculare Geschwindigkeit in Centi-

$$p\,v = p_0\,v_0(1 + \alpha\,t) = \frac{p_0\,V_0}{273}\,T = \frac{76 \,.\, 13{,}5956 \,.\, 980{,}5966 \,.\, \frac{m}{\mu}}{273 \,.\, \frac{D}{2}}\,.\,T$$

$$= \frac{76 \,.\, 13{,}5956 \,.\, 980{,}5966 \,.\, 2}{273 \,.\, 0{,}06\,926 \,.\, 0{,}0012\,931} \,.\, \frac{m\,T}{\mu} = 82\,884\,000\,\frac{m\,T}{\mu}\,.$$

Hierbei ist v_0 das Volumen unseres Gases und D die Dichte des Wasserstoffgases je bei 0° C. und dem Drucke p_0, der einer Quecksilbersäule von 76 cm Höhe entspricht. 13,5956 ist die Dichte des Quecksilbers bei 0°; 0,06926 die Dichte des Wasserstoffgases bezogen auf Luft gleich 1; 0,0012 931 die wirkliche Dichte der Luft bei p_0 und 0°, und schliesslich 980,5966 die Beschleunigung der Schwere unter 45° geographischer Breite im Meeresniveau.

Bezeichnet man die Constante 82 884 000 mit ϱ, so lautet obige Relation

$$p\,v = \varrho\,\frac{m}{\mu}\,T. \tag{4}$$

Denken wir uns nun weiterhin aus unserem Gase einen Würfel von 1 cm Kantenlänge ausgeschnitten, so ergiebt die kinetische Gastheorie das bekannte Resultat, dass die Summe der Impulse, welche eine Seitenfläche des Würfels in einer Secunde durch die anprallenden Molecüle empfängt, gleich ist $\frac{1}{3}(m/v)\,V^2$, da m/v die in unserem Würfel enthaltene Masse darstellt. Diesem Gesammtimpulse entspricht der constante Druck p. Es kann also $\frac{1}{3}(m/v)\,V^2$ gleich p gesetzt werden und damit nimmt die Gl. (2) folgende Form an

$$\Theta = \tfrac{3}{2}\,p\,v\,. \tag{5}$$

Es ist aber nach (4)

$$p\,v = \varrho\,\frac{m}{\mu}\,T,$$

also erhält man

$$\Theta = \frac{3}{2}\,\varrho\,\frac{m}{\mu}\,T. \tag{6}$$

Aus (1), (3) und (6) folgt nun

$$\frac{3}{2}\,\varrho\,\frac{m}{\mu}\,T : A\,m\,c_v\,T = 3 : \vartheta$$

und hieraus ergiebt sich

$$c_v = \frac{\varrho\,\vartheta}{2\,A\,\mu}\,,$$

welche Gleichung durch Einsetzung der Werthe für ϱ und A folgende Form annimmt

$$c_v = 0{,}98835\,\frac{\vartheta}{\mu},$$

bezeichnet man darin die Constante 0,98835 mit λ, so hat man also

$$c_v = \frac{\lambda\,\vartheta}{\mu}. \tag{7}$$

Denken wir uns nun weiterhin unser Gas auf die Temperatur T'' erwärmt, und zwar einmal bei gleichbleibendem Volumen, ein zweites mal bei gleichbleibendem Druck (Endvolumen v'), so entspricht die Differenz der aufgewendeten Energiemengen derjenigen Arbeit, welche im zweiten Falle auf die Ausdehnung des Gases verwendet wurde. Jene Differenz beträgt $m(c_p - c_v)(T'' - T)$ g-Cal., diese Arbeit selbst ist ausgedrückt durch $p(v' - v)$ und hierfür ergiebt die Gl. (4) den Betrag von $\varrho\,(m/\mu)(T'' - T)$ Arbeitseinheiten. Es ist also

$$m(c_p - c_v)(T'' - T)\,A = \varrho\,\frac{m}{\mu}(T'' - T),$$

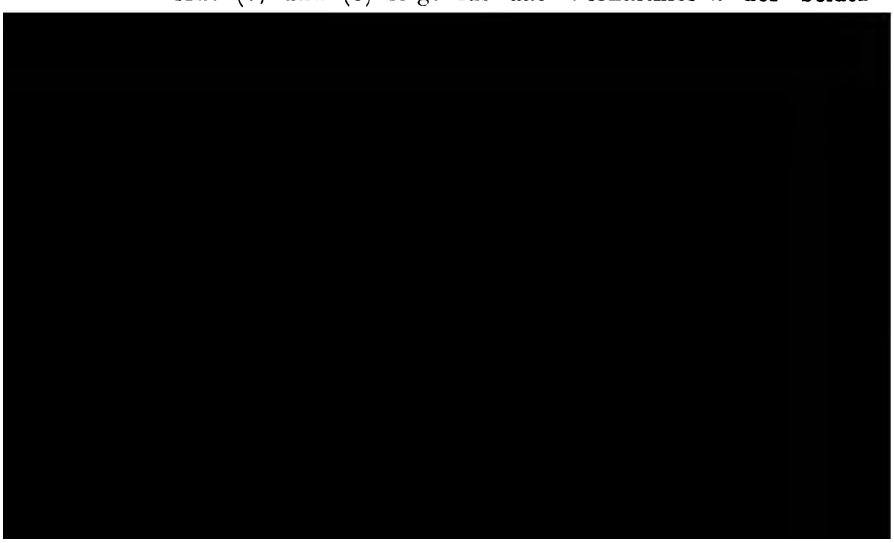
d. h.

$$\mu(c_p - c_v) = \frac{\varrho}{A} = 2\lambda,$$

hiermit Gl. (7) combinirt ergiebt

$$c_p = \frac{(\vartheta + 2)\lambda}{\mu}. \tag{8}$$

Aus (7) und (8) folgt für das Verhältniss k der beiden



und damit

$$k = \frac{\vartheta + 2}{\vartheta},$$

schliesslich ist dann wieder

$$c_p = k\, c_v = \frac{\lambda(\vartheta + 2)}{\mu}.$$

Gehe ich nun zu der speciellen Durchführung der vorgetragenen allgemeinen Theorie über, so würde es sich bei den zweiatomigen Gasen um folgende handeln:

H_2, O_2, N_2, CO, NO, HCl, HBr, HJ, Cl_2, Br_2, J_2, ClJ.

Denkbar sind hier nur zwei Fälle, entweder bedingt die Constitution des Molecüls einen festen Abstand der beiden Atome, oder dieser Abstand ist periodischen Aenderungen unterworfen. Im ersten Falle ist $a = 5$ und $i = 0$, im zweiten Falle ist $a = 5$ und $i = 1$. Es fragt sich nun zunächst, welche allgemeinen Erwägungen lassen sich über die eventuelle Vertheilung obiger Gase auf diese beiden Klassen anstellen? Einerseits darf vom chemischen Standpunkte aus sicher erwartet werden, dass z. B. die Elemente Cl_2, Br_2, J_2 sowie die Verbindung ClJ ein und derselben Klasse angehören; andererseits legt sich vom physikalischen Standpunkte aus die Vermuthung nahe, dass die früher sogenannten permanenten Gase in einer solch fundamentalen Eigenschaft des molecularen Baues übereinstimmen, wie sie durch jede der beiden obigen Klassen festgelegt wird.

Geht man weiterhin von der Anschauung aus, dass bei Gasen die „Wärme" nichts anderes ist, als die Summe der lebendigen Kräfte der fortschreitenden Bewegung der einzelnen Molecüle, bei festen Körpern aber die Summe der lebendigen Kräfte der um eine gewisse Gleichgewichtslage schwingenden einzelnen Atome, so kommt man zu der Vermuthung, dass die Ursache der Schwierigkeit der Ueberführung gewisser Gase in den festen Zustand darin zu suchen ist, dass bei diesen Gasen die Individualität des Atoms ganz im Molecül aufgeht, d. h. dass eben diese Gase unserer ersten Klasse angehören. Umgekehrt wird damit sodann z. B. im Jod, das ja erst etwa bei 200° siedet, das Atom seine Individualität dem Molecül

gegenüber im Gaszustande bewahren, d. h. das Jod wird unserer zweiten Gruppe angehören, eine Vermuthung, welche für die ganze Chlorgruppe noch verstärkt wird durch die Thatsache, dass bei Temperaturen, die 600° übersteigen, im Chlorgase Molecüle enthalten sind, die nur aus einem Atom bestehen.[1])

Solche und ähnliche Ueberlegungen physikalischen und chemischen Charakters erlauben, zunächst allerdings nur vermuthungsweise, unsere zweiatomigen Gase folgendermaassen auf die beiden Klassen zu vertheilen:

I. Klasse: $a = 5$, $i = 0$, damit $\vartheta = 5$.

H_2, O_2, N_2, CO, NO, HCl, HBr, HJ.

Bei dieser Klasse wäre

$$c_v = \frac{5\lambda}{\mu}, \quad c_p = \frac{7\lambda}{\mu}, \quad k = 1{,}4.$$

II. Klasse: $a = 5$, $i = 1$, damit $\vartheta = 7$.

Cl_2, Br_2, J_2, ClJ.

Hier wäre

$$c_v = \frac{7\lambda}{\mu}, \quad c_p = \frac{9\lambda}{\mu}, \quad k = 1{,}286.$$

In der beigegebenen Tabelle ist eine Gegenüberstellung der so errechneten und der beobachteten Werthe durchgeführt, und in der That zeigt diese Gegenüberstellung die Berech-

[redacted]

Vermuthung, dass das X-Atom mit dem Schwerpunkt des ganzen Molecüls zusammenfällt.

Zur Bestimmung des X-Atoms braucht man drei äussere Coordinaten, hierzu kommen für das eine Y-Atom zwei weitere äussere Coordinaten und in der Entfernung XY eine innere Coordinate. Mit X und dem einen Y ist aber nach unserer Annahme zugleich auch schon das andere Y vollständig bestimmt. Es wird also $a = 5$, $i = 1$ und damit $\vartheta = 7$, folglich ist bei diesen Gasen

$$c_v = \frac{7\lambda}{\mu}, \quad c_p = \frac{9\lambda}{\mu}, \quad \text{und} \quad k = 1{,}286.$$

Auch hier zeigt die beigegebene Tabelle durchweg eine gute Uebereinstimmung der berechneten und beobachteten Werthe.

Wäre in CS_2 der Schwefel zweiwerthig, wie er dies z. B. in den Sulfiden und Mercaptanen ist, eine Voraussetzung, die allerdings gewöhnlich gemacht wird, so müsste auch für CS_2 der Werth $\vartheta = 7$ erwartet werden. Aber Betrachtungen, welche ich an anderem Orte[1]) dargelegt habe, zeigen, dass jene Annahme unzulässig ist. Doch möchte ich ein weiteres Eingehen auf den Schwefelkohlenstoff zunächst bis nach der Behandlung der Gase von der Formel CX_4 verschieben.

Von den vier- und fünfatomigen Gasen kämen folgende in Betracht:

$$P_4,\ NH_3,\ PCl_3,\ AsCl_3,\ CH_4,\ CH_3Cl,\ CH_2Cl_2,\ CHCl_3,$$
$$SiCl_4,\ TiCl_4,\ SnCl_4.$$

Der tiefe absolute Siedepunkt des Methans, und der wenigstens noch verhältnissmässig tiefe des Ammoniaks lassen die Vermuthung entstehen, dass in diesen Molecülen eine Anlagerung der H-Atome an das Centralatom stattfindet, wie wir sie bei der ersten Klasse unserer zweiatomigen Gase fanden. Vom chemischen Standpunkte aus muss aber weiterhin erwartet werden, dass die Anlagerung der H-Atome an das centrale C-Atom in der ganzen Reihe CH_4, CH_3Cl, CH_2Cl_2, $CHCl_3$ die

1) Vgl. H. Staigmüller, Bestimmung der Brechungsexponenten organischer Flüssigkeiten p. 10.

gleiche bleibt. Es muss also bei allen diesen Gasen eine Verminderung der Anzahl der inneren Coordinaten des Molecüls vermuthet werden.

Dagegen liegt zunächst bei den beiden Gasen vom Typus XY_3 kein Grund vor, eine solche Beschränkung in Aussicht zu nehmen, für sie wäre also $\vartheta = 6(n-1) = 18$, und in der That zeigt die beigegebene Tabelle die Brauchbarkeit dieser Wärmedimensionszahl.

Auf denselben Werth für ϑ würde man auch durch folgende specielle Annahme über den Bau jener Molecüle vom Typus XY_3 kommen. Die drei Schwingungsmittelpunkte der Y-Atome denke man sich etwa nach den Ecken eines gleichseitigen Dreiecks um das X-Atom als Mittelpunkt herum angeordnet, während die Y-Atome in Ebenen schwingen, welche je senkrecht zur betreffenden Valenzrichtung des Centralatoms stehen. Unter dieser Annahme ist die fortschreitende Bewegung des X-Atoms und die Orientirung seiner Valenzrichtungen im Raume festgelegt durch sechs äussere Coordinaten, zu welchen sodann noch für jedes Y-Atom zwei innere Coordinaten hinzutreten. Es wäre also $a = 6$, $i = 2.3$ und damit $\vartheta = 18$.

In Verallgemeinerung der bekannten Anschauungen über das C-Atom kann man bei den Gasen vom Typus XY_4 in analoger Weise von der Annahme ausgehen, dass die Schwingungsmittelpunkte der vier Y-Atome etwa nach den Ecken eines regulären Tetraeders um das X-Atom herum räumlich angeordnet liegen, und dass die Schwingungen der Y-Atome selbst in Ebenen vor sich gehen, welche auf den Valenzrichtungen des X-Atoms senkrecht stehen. Bei einer solchen Configuration wäre wiederum zunächst die fortschreitende Bewegung des X-Atoms und die Orientirung seiner Valenzrichtungen im Raume durch sechs äussere Coordinaten festgelegt, während zur Bestimmung der Schwingungen jedes einzelnen Y-Atoms zwei weitere innere Coordinaten nöthig sind. Für ein solches Molecül hätte man damit $a = 6$, $i = 8$, $\vartheta = 22$, und in der That führen auch diese Werthe, wie die Tabelle zeigt, eine recht gute Uebereinstimmung zwischen Beobachtung und Berechnung herbei.

Kehre ich nun zu den Gasen NH_3, CH_4, CH_3Cl, CH_2Cl_2, $CHCl_3$ zurück, so liegt bei denselben also die Vermuthung

vor, dass in ihnen jeweils zwischen den H-Atomen und dem Centralatom eine — wenn ich so sagen darf — „feste" Anlagerung stattfindet. Dies würde bei den beiden Gasen NH_3 und CH_4 die Werthe $a = 6$ und $i = 0$ bedingen, und damit wäre bei beiden Gasen $\vartheta = 6$.

In dem Gase CH_3Cl wäre weiterhin wiederum das „starre" CH_3 durch sechs äussere Coordinaten bestimmt, die Schwingungen des einen Cl-Atoms könnten aber durch zwei innere Coordinaten festgelegt werden, es wäre also $a = 6$, $i = 2$ und damit $\vartheta = 10$.

Durch analoge Betrachtungen erhält man bei

CH_2Cl_2 die Werthe $a = 6$, $i = 2 . 2 = 4$, $\vartheta = 14$

und bei

$CHCl_3$ die Werthe $a = 6$, $i = 3 . 2 = 6$, $\vartheta = 18$.

Auch dies sind, wie die Tabelle zeigt, durchweg befriedigende Werthe.

Bei dem Gase CS_2, dessen Besprechung ich bisher zurückgestellt habe, hätte man zunächst ebenfalls sechs äussere Coordinaten, dagegen muss im Unterschiede zu den bisherigen Betrachtungen angenommen werden, dass infolge der doppelten Bindung zwischen den S-Atomen und dem C-Atome die Schwingungen der S-Atome derartige sind, dass sie durch je eine weitere Coordinate bestimmt werden können. Für CS_2 ist also $a = 6$, $i = 2$, $\vartheta = 10$.

Von den aufgezählten Gasen bliebe jetzt nur noch P_4 übrig. Als Grundform dieses Molecüls aus vier gleichen Atomen muss in erster Linie an das reguläre Tetraeder gedacht werden, d. h. jedes Atom steht mit jedem der drei anderen in Bindung. Bezeichnet man die vier Atome mit A, B, C und D, so wäre das Atom A, die Ebene ABC und die Richtung AB durch sechs äussere Coordinaten bestimmt (vgl. p. 655 und 656 dieses Aufsatzes). B ist nun weiterhin durch eine innere Coordinate festgelegt, und da C mit den beiden nun „festen" Atomen A und B in Bindung steht und ausserdem in der „festen" Ebene ABC liegt, muss angenommen werden, dass dessen Schwingungen wiederum durch nur eine weitere

innere Coordinate bestimmt werden können. Die Schwingungen des letzten Atoms D, das mit drei nun als fest zu betrachtenden Atomen in Bindung steht, können dann ebenfalls nur solche sein, zu deren Charakterisirung eine weitere innere Coordinate genügt. Es ist also für P_4 $a = 6$, $i = 3$ und damit $\vartheta = 12$.

Auch bei diesen beiden Gasen stimmt, wie die Tabelle zeigt, Beobachtung und Berechnung gut überein.

Mit den fünfatomigen Gasen müssen unsere Betrachtungen vorläufig ihr Ende finden. Zwar liegen für eine kleine Zahl höheratomiger Gase aus dem Gebiete der organischen Chemie Beobachtungen vor, aber dieselben beweisen, dass ihre Zuverlässigkeit keine derartige ist, um zu weitergehenden Schlüssen zu berechtigen. Am meisten Beobachtungen stehen für den Aetherdampf $C_4H_{10}O$ zur Verfügung. Die Landolt-Börnstein'schen Tabellen geben hier folgende Werthe:

$$20^0 : k = 1{,}097, \quad 35^0 : k = 1.093, \quad 100^0 : k = 1{,}079,$$
$$42^0 - 45^0 : k = 1.0288 \text{ und } 3^0 - 46^0 : k = 1{,}025.$$

Jenem ersten Werthe würde entsprechen $\vartheta = 20$; diesem letzteren $\vartheta = 80$.

Zum Schlusse möchte ich zu den beigefügten Tabellen noch folgendes bemerken.

Da directe Beobachtungen eigentlich nur für c_p und k vorliegen, so beschränkt sich die Tabelle auf diese Werthe. Die in ihr enthaltenen Beobachtungsconstanten sind sämmt-

:en Fällen gehört in erster Linie NH_3; ihm scheint nicht Werth $\vartheta = 6$, sondern der Werth $\vartheta = 7$ zuzukommen. die daraus etwa zu ziehenden Schlüsse möchte ich je- hier nicht eingehen. Im allgemeinen aber ist die Ueber- mmung zwischen Rechnung und Beobachtung eine solche, ie eigentlich nicht besser erwartet werden kann, vor allem man dabei im Auge behält, dass die Berechnung selbst lem ganzen Gebiet der Wärmelehre nur zwei Constanten ekannt voraussetzt, nämlich den Ausdehnungscoefficienten ase und das mechanische Wärmeäquivalent. Weiterhin uch nicht zu vergessen, dass neben der Unsicherheit her beobachteten Werthe eine Anzahl derselben sich auf Temperaturgrad bezieht, der dem Siedepunkt der be- den Flüssigkeit viel zu nahe liegt, um mit den Werthen n „ideales" Gas vollständig stimmen zu können. So ist beim Wasser der Werth $c_p = 0{,}3787$ im Temperatur- all 100—125° gemessen, während der mit der Berechnung ich besser stimmende Werth $c_p = 0{,}48051$ sich auf das all 128—217° bezieht.

Liegt darin, dass die vorstehende Darlegung sich eigent- uf ideale Gase beschränkt, gewissermaassen ein Mangel lben, so darf die erreichte Uebereinstimmung doppelt als en dafür angesehen werden, dass auf dem beschrittenen dem Ziele näher gerückt werden kann, das diese ganze gung einzig und allein im Auge hat, dem Ziele „von Mechanismus der Wärmebewegung eine bestimmtere An- ung auszubilden".

ular- iel s es	Molecular- gewicht μ =	Wärme- dimension ϑ =	Specifische Wärme c_p ber. $= \frac{\lambda(\vartheta+2)}{\mu}$ $\lambda = 0{,}98835$	Specifische Wärmen c_p beob. =	Verhältn. k d. spec. Wärmen berechnet $= \frac{\vartheta+2}{\vartheta}$	Verhältn. k der spec. Wärme beob. =
	2	5	3,459	3,3996 3,410	1,400	1,41
	31,92	5	0,217	0,21751	1,400	1,4025 1,41
	28,02	5	0,247	0,2438	1,400	1,41

Molecular-formel des Gases	Molecular-gewicht $\mu =$	Wärme-dimension $\vartheta =$	Specifische Wärme c_p ber. $= \frac{\lambda(\vartheta+2)}{\mu}$ $\lambda = 0{,}98835$	Specifische Wärmen c_p beob. =	Verhältn. k d. spec. Wärme berechnet $= \frac{\vartheta+2}{\vartheta}$	Verhältn. k der spec. Wärmen beob. =
CO	27,93	5	0,248	0,2426	1,400	1,39465 1,41
NO	29,97	5	0,231	0,23173	—	vacat
HCl	36,37	5	0,190	0,1867 0,1940	1,400	1,389 1,400
HBr	80,76	5	0,086	0,0820	1,400	1,3647 1,440
HJ	127,53	5	0,054	0,0512	1,400	1,397
Cl_2	70,74	7	0,126	0,1155 0,1241	1,286	1,323 1,336
Br_2	159,52	7	0,056	0,055518	1,286	1,293
J_2	253,06	7	0,035	0,0336	1,286	1,294
ClJ	161,9	7	0,055	0,0512	1,286	1,315 1,321
H_2O	17,96	7	0,495	0,3787 0,48051	1,286	1,274 1,287 1,33
N_2O	43,98	7	0,202	0,2126 0,22616	1,286	1,27238 1,3106
				0,18427		1,2653

[redacted]

Molecularformel des Gases	Molecular-gewicht μ =	Wärme-dimension ϑ =	Specifische Wärme c_p ber. $= \frac{\lambda(\vartheta+2)}{\mu}$ $\lambda = 0{,}98835$	Specifische Wärme c_p beob. =	Verhältn. k d. spec. Wärmen berechnet $= \frac{\vartheta+2}{\vartheta}$	Verhältn. k der spec. Wärmen beob. =
CH_4	15,97	6	0,531	0,59295	1,333	1,3160
CH_3Cl	—	10	—	vacat	1,200	1,1991
CH_2Cl_2	—	14	—	vacat	1,143	1,1192
$CHCl_3$	119,08	18	0,166	0,1489	1,111	1,11100
$SiCl_4$	169,78	22	0,140	0,1322	—	vacat
$TiCl_4$	189,48	22	0,125	0,12897	—	vacat
$SnCl_4$	260,28	22	0,091	0,09388	—	vacat

(Eingegangen 29. April 1898.)

18. *Versuch einer theoretischen Ableitung der Constanten des Gesetzes von Dulong und Petit; von H. Staigmüller.*

Die nachfolgende Ableitung geht von folgendem Satze aus: „Während derjenige Zustand eines Körpers, über den ich mich mit dem Thermometer unterrichte, bei Gasen durch die lebendige Kraft der fortschreitenden Bewegung des Molecüls bedingt ist, wird derselbe bei festen Körpern durch die mittlere lebendige Kraft des um eine gewisse Gleichgewichtslage schwingenden Atoms bestimmt."

Diese Schwingungen der Atome können in erster Annäherung als pendelartige aufgefasst werden, und dementsprechend darf auch die mittlere kinetische Energie eines solchen Atoms in erster Annäherung gleichgesetzt werden seiner mittleren potentiellen Energie.

Es bezeichne nun bei irgend einem Elemente im Gaszustande μ das Moleculargewicht, c_v die specifische Wärme bei constantem Volumen, ϑ die Wärmedimension[1]), ν die Anzahl der Atome im Molecül, N die Anzahl der Molecüle in 1 g und C_v die specifische Wärme bei constantem Volumen im festen

Es muss also die Relation bestehen

$$\frac{1}{2} \cdot \frac{C_v}{\nu \cdot N} = \frac{3}{\vartheta} \cdot \frac{c_v}{N},$$

d. h. es ist

$$C_v = \frac{6 \nu c_v}{\vartheta}.$$

Setzt man in diese Gleichung den von mir an anderer Stelle[1]) für c_v theoretisch abgeleiteten Werth von 0,98835 ϑ/μ, so erhält man

$$C_v = \frac{6 \cdot \nu \cdot 0{,}98835}{\mu} = \frac{5{,}93}{\frac{\mu}{\nu}}.$$

Der Nenner μ/ν des letzteren Bruches ist das Atomgewicht unseres Körpers; bezeichnet man dasselbe mit α, so nimmt unsere Gleichung folgende Form an

$$\alpha C_v = 5{,}93,$$

d. h. man erhält das Gesetz von Dulong und Petit und zwar mit einer Constanten, die eine grosse Anzahl von Elementen im festen Zustande als annähernd „ideal" aufweist, wie die folgenden Werthe beobachteter Atomwärmen[2]) zeigen.

5,5 für B, C, Ga;
5,6 „ Be(?), P;
5,7 „ Si, S;
5,8 „ Al;
5,9 „ Cu, Rh, Au, Se, Te, Zr;
6,0 „ Mg, Ag;
6,1 „ As, W, Zn, Sb;
6,2 „ La, Os;
6,3 „ Fe, Co, Ru, Pd, Cd, Ce, Ir, Pt, Hg.

Zum Schlusse möge auch noch ein fester Körper von der chemischen Formel $A_a B_b C_c$ in Betracht gezogen werden.

1) Vgl. H. Staigmüller, l. c.

2) Diese Werthe sind entnommen: Lothar Mayer, Moderne Theorien etc. 1880. p. 106. u. 107. und Riecke, Physik 2. p. 368. Allerdings gelten obige Werthe eigentlich nur für das Product αC_p. Da aber C_v, wenn auch nur wenig, kleiner ist als C_p, so ist in Wirklichkeit die Uebereinstimmung eine noch etwas bessere.

Es bezeichne hierbei wieder μ das Moleculargewicht dieses Körpers, C_v seine specifische Wärme bei constantem Volumen, und N_H die Anzahl der Molecüle in 1 g Wasserstoffgas, während α, β, γ die Atomgewichte der drei Elemente A, B, C und $\mathfrak{A}$, $\mathfrak{B}$, $\mathfrak{C}$ die specifischen Wärmen derselben im festen Zustande darstellen sollen.

Um 1 g unseres Körpers um 1^0 zu erwärmen brauche ich die Energiemenge C_v. Nun enthält 1 g desselben $2 N_H/\mu$ Molecüle und damit $2 N_H(a + b + c)/\mu$ Atome. Von jener Energiemenge kommt also auf die mittlere lebendige Kraft der schwingenden Bewegung eines jeden Atoms unseres Körpers der Betrag $\frac{1}{2} \cdot (\mu C_v/2 N_H(a + b + c))$. Hätte ich aber 1 g des Elements A im festen Zustande um 1^0 erwärmt, so hätte jedes Atom desselben einen Zuwachs an mittlerer kinetischer Energie erhalten, der ausgedrückt wäre durch den Bruch $\frac{1}{2} \cdot (\alpha \mathfrak{A}/2 N_H)$. Es wäre also

$$\frac{1}{2} \cdot \frac{\mu C_v}{2 N_H (a + b + c)} = \frac{1}{2} \cdot \frac{\alpha \mathfrak{A}}{2 N_H}$$

oder

$$\mu C_v = (a + b + c)\, \alpha \mathfrak{A} = (a + b + c) \cdot 5{,}93.$$

Um jedoch das Gesetz über die Molecularwärmen fester Verbindungen in der gewöhnlichen Form abzuleiten, schreibe man vorstehende Gleichung in folgender Form:

$$\frac{a\, \mu C_v}{a + b + c} = a\, \alpha \mathfrak{A},$$

analog würde man erhalten

[redacted]

1898. ANNALEN № 8.
DER
PHYSIK UND CHEMIE.
NEUE FOLGE. BAND 65.

1. *Ueber Diffusion von Gasen durch wasserhaltige Gelatine; von August Hagenbach.*

Unter „Diffusion" von Gasen fasst man eine grössere Anzahl von Erscheinungen zusammen. Erstens versteht man darunter das sich Mischen zweier Gase, zweitens gehört hierzu das Durchdringen der Gase durch poröse Körper (zum Unterschiede auch Transfusion genannt), und drittens das Wandern von Gasen in absorbirenden festen oder flüssigen Körpern, die nach unseren Vorstellungen keine Porosität besitzen.

Für die Transfusion ist von Graham das bekannte Gesetz aufgestellt worden, dass sich die Diffusionsgeschwindigkeiten zweier Gase umgekehrt verhalten wie die Quadratwurzeln aus den Dichten. Dies Gesetz ist jedoch nicht genau richtig, dabei spielt noch die Reibung der Gase eine Rolle. Später ist nun dies Gesetz von Exner[1]) auch auf die Diffusion von Gasen durch absorbirende Flüssigkeiten ausgedehnt worden und zwar so, dass die Diffusionsgeschwindigkeiten zweier Gase sich verhalten direct wie die Absorptionscoefficienten und indirect wie die Quadratwurzeln aus den Dichten. S. v. Wroblewski[2]) suchte dies Gesetz auch für Kautschuk zu beweisen und findet dasselbe annähernd bestätigt, jedoch haben die specifisch leichteren Gase grössere Constanten als das Gesetz besagt.

Für die Verbreitung eines Gases in einem absorbirenden Medium gilt das Fick'sche[3]) Gesetz; es sagt aus, dass das Gas nach denselben Gesetzen wie die Wärme fortschreitet, gleichgültig ob der Körper fest, flüssig oder in einem dazwischen liegenden Zustand ist.[4]) Hierauf gründet sich die eine Be-

1) F. Exner, Pogg. Ann **155**. p. 321 u. 443. 1875; Sitzungsber. d. k. Gesellsch. d. Wissensch. zu Wien **75**. 1877.

2) S. v. Wroblewski, Wied. Ann. **8**. p. 29. 1879.

3) Fick, Pogg. Ann. **94**. p. 59. 1854.

4) S. v. Wroblewski, Wied. Ann. **2**. p. 481. 1877.

stimmung der Diffusionscoefficienten. Man lässt ein Gas in eine lange Flüssigkeitsschicht eindringen und bestimmt die in gewissen Zeiten verschwundenen Gasvolumina. Solche Versuche sind von J. Stefan[1]) und kürzlich von Hüfner[2]) angestellt worden. Nach dieser Stefan'schen Methode lassen sich aber aus praktischen Gründen nur Experimente mit rasch diffundirenden Gasen anstellen, denn es können nur sehr kleine Diffusionsflächen benutzt werden, da sonst durch Dichteänderungen Strömungen entstehen, welche den regelmässigen Verlauf der Diffusion stören und meistens vollkommen verdecken.

Ausserdem lassen sich die Diffusionsgeschwindigkeiten auch so bestimmen, dass man das Gas durch eine relativ dünne Flüssigkeitsschicht hindurchgehen lässt und die Volumina bestimmt, welche in gleichen Zeiten durch dieselbe Schicht hindurchgehen. In diesem Falle hat man es mit einem stationären Zustande zu thun; es tritt ebensoviel Gas auf der einen Seite in die Schicht ein, wie auf der anderen aus, wenn dafür gesorgt wird, dass durch Gleichhalten von Druck und Temperatur der Sättigungszustand der Flüssigkeitsschicht constant bleibt. Nach dieser Methode ausgeführt sind hauptsächlich die Arbeiten von F. Exner[3]) zu nennen, der den Durchgang der Gase und Dämpfe durch Seifenlamellen studirt hat. Auf die eine Seite der Lamelle brachte er eine beschränkte Gasmenge und wartete den Endzustand ab. Aus der Volumverringerung erhielt er das Verhältniss der Diffusionsgeschwindigkeiten des Gases gegen Luft. Aus diesen Versuchen

oder einer Beweglichkeit. Setzt man denselben der Absorption umgekehrt proportional, so sagt man damit nur aus, dass diese Bewegung proportional dem Sättigungsunterschied an den beiden Grenzflächen ist, also proportional dem Gefälle in der Schicht.

Die Arbeit von Exner ist von Pranghe[1]) nachgemacht worden und die Exner'sche Regel wurde für Seifenlamellen bestätigt gefunden. Anders verhielt es sich aber, wenn er Lamellen aus Leinöl benutzte. Die Abweichungen von den theoretischen Werthen waren weit grösser wie die Versuchsfehler. Zu erwähnen bleibt noch, dass auch Exner eine von dem Gesetze weit abweichende Zahl für Aetherdampf erhielt. Für dickere Flüssigkeitsschichten suchte Hüfner[2]) das Gesetz zu prüfen. Die grossen Schwierigkeiten, welche bei Diffusion durch dickere Flüssigkeitsschichten durch die Strömungen eintreten, suchte Hüfner dadurch zu umgehen, dass er Wasser auf eine *Hydrophan*platte schichtete, ein poröses Mineral, das die Eigenschaft hat, ohne erheblichen Druck Wasser nicht durchzulassen, und nun das diffundirende Gas von unten zuströmen liess. Mit Ausnahme von Wasserstoff stimmen seine Zahlen sehr gut mit den nach der Exner'schen Regel berechneten überein. Bei der Berechnung der Constanten kommt die Absorption in Betracht. Werden nun aber die Experimente so angestellt, dass auf den beiden Seiten der Flüssigkeit verschiedene Gase sind, sodass also Gegendiffusion vorhanden ist, scheint es mir fraglich, ob der Absorptionscoefficient eines Gases unabhängig ist von der Gegenwart anderer Gase. — Bunsen und Watts[3]) geben zwar an, dass nur der Partialdruck bestimmend sei und die Gegenwart anderer Gase auf die Absorptionsfähigkeit keinen Einfluss ausübe. Ausserdem scheint es mir geradezu wahrscheinlich, dass eine Wasserschicht mit Ammoniak gesättigt sich diffundirender Luft gegenüber anders verhalte wie eine ammoniakfreie.

Auch in einem anderen Punkte scheinen mir die Versuche von Hüfner nicht ganz einwurfsfrei zu sein. In einer früheren Arbeit[4]) berichtet er über Diffusion von Gasen durch trockenen

1) Pranghe, Inaug.-Diss.; Beibl. **2.** p. 202. 1878.
2) Hüfner, l. c.
3) Watts, Ann. der Chem. u. Pharm. III. Suppl. p. 227. 1864 u. 1865.
4) Hüfner, Wied. Ann. **16.** p. 253. 1882.

Hydrophan. Das Graham'sche Gesetz wurde nicht genau bestätigt und zwar infolge der Absorption des Gases im Mineral. Bei seinen weiteren Versuchen, wo er die Diffusion von Gasen durch Flüssigkeiten mittels einer Hydrophanplatte bestimmte, wurde die Absorption des Hydrophans ausser Acht gelassen, und doch glaube ich nicht, dass man annehmen darf, dass im Falle der Sättigung des Minerals mit Wasser die Wirkung des Hydrophans auf das Gas verschwindet.[1]) Immerhin ist möglich, dass die genannten Punkte zu wenig ausmachen, als dass sie die durch andere Factoren bedingte Fehlergrenze der Beobachtung überschritten.

Es schien mir immerhin noch nicht genügend bewiesen, ob wirklich die Dichte des Gases der einzige Factor für die Grösse der Diffusion sei, oder ob das Graham'sche Gesetz nur annäherungsweise Gültigkeit habe und ich suchte der Lösung dieser Frage durch Versuche näher zu treten.

Hydrophan ist leider ein seltenes Mineral; besonders grössere Stücke, wie sie zu Diffusionsversuchen passend wären, sind nicht zu beschaffen und ich suchte nach einem anderen Mittel. Es schien mir passend, *feste Gelatinelösung* zu nehmen. Gelatinelösung stimmt in ihren Eigenschaften mehr mit einer Flüssigkeit, wie mit einem festen Körper überein. Ueber Diffusion von Salzlösungen durch Gelatine liegen Versuche von Pringsheim[2]), Hoppe-Seyler[3]) und Voigtländer[4]) vor. Die Diffusion ging vor sich wie in Wasser. Auch die electrischen Eigenschaften entsprechen denen des Wassers.

[redacted]

ist von Strömungen durch Dichteänderung, die bei Flüssigkeiten kaum zu vermeiden sind. Ferner ist man nicht, wie bei den Hydrophanversuchen an eine kleine Fläche gebunden, sondern man konnte eine passende Dimension wählen. Um sich über die Schwierigkeit der Messungen bei kleinen Flächen klar zu werden, brauche ich nur zu erwähnen, dass bei den Hydrophanversuchen mit den langsam diffundirenden Gasen im Tage nur wenige Zehntel Cubikcentimeter die Schicht passirten. Um 1 Proc. Genauigkeit zu erhalten, müsste man also die Cubikmillimeter messen. Bei nicht zu geringer Concentration der Gelatine kann dieselbe wenigstens bei kleiner Fläche einigen Druck aushalten und ich versuchte deshalb meine Messungen nur mit Druckdifferenz und somit ohne jede Gegendiffusion auszuführen, wobei also eine Beeinflussung der Absorption durch Gegenwart anderer Gase gänzlich ausgeschlossen ist.

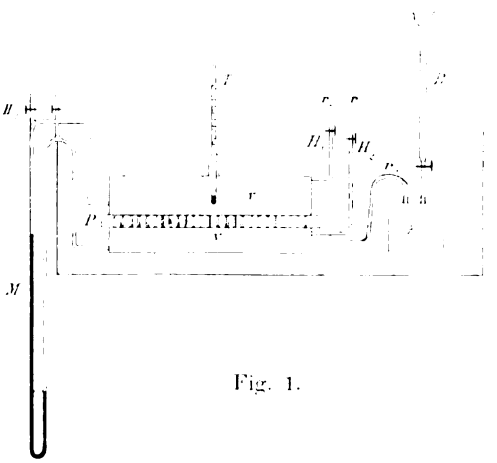


Fig. 1.

Die Arbeit enthält zuerst einige Vorversuche über den Einfluss der Gelatine und über die Grössenordnung der Diffusion überhaupt. Es folgt dann die Beschreibung des Apparates und der Methode, darauf die Messung der Diffusionsvolumina und der Absorptionscoefficienten. Zum Schluss werden die Constanten berechnet und mit den früheren Beobachtungen verglichen.

Der Apparat.

Es handelt sich darum, zu bestimmen, wie viel Gas reducirt auf 0° und 760 mm Druck bei einer gegebenen Temperatur durch einen Würfel von 1 cm Kante im Tage hindurchwandert. Dazu wurde folgender Apparat construirt.

Eine runde Messingplatte P (Fig. 1) von 17 cm Durchmesser war mit ca. 1000 Löchern, deren Durchmesser 0.386 cm

betrug, durchbohrt. Die Löcher wurden sämmtlich mit Gelatine gefüllt. Ueber und unter der Platte waren auf weiter unten zu beschreibende Weise Gefässe v_1 und v_2, von etwas kleinerem Durchmesser wie die Platte, aus starkem Weissblech aufgekittet und dienten dazu, die Gase aufzunehmen. Im unteren Gefäss befand sich das Gas unter normalem Druck, während im oberen ein Unterdruck von einem Drittel bis einer halben Atmosphäre herrschte. Die Druckdifferenz wurde an einem Quecksilbermanometer M, welches die beiden Gefässe verband, mit einem Kathetometer gemessen. Seitlich waren noch zum Füllen der Gefässe zwei Röhren r_1 und r_2 eingeführt. Ein Thermometer T im oberen Gefäss gab Aufschluss über die Temperatur. Die Messung beruhte auf der Constanthaltung der Druckdifferenz. Da oben und unten immer dasselbe Gas eingefüllt war, so diffundirte das Gas von unten nach oben. Um nun die Druckdifferenz constant zu halten, wurde im unteren Gefäss durch Einfliessenlassen von Quecksilber das Volumen verringert. Dazu war v_1 mit einer kleinen Wulff'schen Flasche F durch eine Glasröhre r_3 verbunden. In diese war durch die zweite Oeffnung eine Bürette B eingeführt; dieselbe hatte ich durch Wägung von Quecksilber calibrirt. Der ganze Apparat, mit Ausnahme des Manometers, befand sich in einem Wasserbade von constanter Temperatur.

Bevor ich zu der eigentlichen Beschreibung der Versuche übergehe, sei es mir noch gestattet, einige Bemerkungen über die Zusammensetzung des Apparates zu machen. Die Gela-

Erwärmen mit dem Bunsenbrenner wieder entfernt, sodass die Gelatine ein glattes und vollkommen homogenes Aussehen hatte. Um die beiden Gefässe v_1 und v_2 festzukitten, war in den Rand der Platte auf beiden Seiten eine Rinne genau vom Durchmesser der Gefässe eingedreht worden. Bevor nun die Platte mit Gelatine gefüllt wurde, erwärmte man die Platte so stark, dass ein Wachscolophoniumkitt daran zerfloss. Die beiden Rinnen wurden mit diesem Kitt ausgefüllt. Hierauf wurde die Gelatine eingefüllt und nun brauchten bloss die Gefässe so stark erhitzt zu werden, dass beim Aufdrücken der Kitt an denselben zum Schmelzen kam. Möglichst rasch wurde das Gefäss unter Wasser abgekühlt, damit die bei ca. 32° schmelzende Gelatine in den nächstliegenden Löchern nicht zum Schmelzen kam. Mit einer solchen Kittung habe ich einmal über sechs Wochen gearbeitet, ohne je eine Undichtigkeit zu haben. Die Glasröhren und Thermometer wurden in eingelöthete Messingröhren mit Siegellack festgekittet.

Methode und Berechnung der Resultate.

Denken wir uns in Fig. 1 das obere Gefäss v_2 sehr gross, dann wird das austretende Gas den Druck in demselben nicht verändern. Diffundirt nun aus dem unteren Gefäss eine bestimmte Menge a heraus, so wird unten dadurch der Druck vermindert. Fülle ich in F dasselbe Volumen Hg wieder zu, so ist der alte Druck wieder hergestellt. Das Quecksilbervolumen würde mir direct das Volumen des diffundirten Gases angeben. Da nun aber das obere Gefäss ungefähr dieselbe Dimension besitzt wie das untere, so wird durch das austretende Gas oben der Druck vermehrt; es fragt sich nun, wie viel Quecksilber muss ich unten zufügen, damit der Ueberdruck constant bleibt. Nehmen wir an, das Gas unten stehe unter dem Drucke p_1. Verschwindet unten die Gasmenge a, so ist unten der Druck $p_1 - p_1 (a/v_1)$, wenn ich mit v_1 das Volumen unten bezeichne. Tritt oben die Gasmenge a aus, so kommt sie unter den Druck p_2 (so nenne ich den Druck oben), wird also oben das Volumen $a (p_1/p_2)$ einnehmen. Dies Volumen erzeugt oben einen Ueberdruck von

$$p_2 \frac{a \frac{p_1}{p_2}}{v_2},$$

wenn v_2 das obere Volumen vorstellt. Ich muss also soviel Gas oder vielmehr soviel Hg zufügen, um einerseits das verschwundene Volumen unten zu ersetzen und andererseits den Ueberdruck, der von oben auf das Manometer wirkt, aufzuheben. Bezeichne ich mit q die eingefüllte Quecksilbermenge, dann ist

$$\frac{q}{v_1} p_1 = p_2 \frac{a \frac{p_1}{p_2}}{v_2} + \frac{a}{v_1} p_1 ,$$

woraus

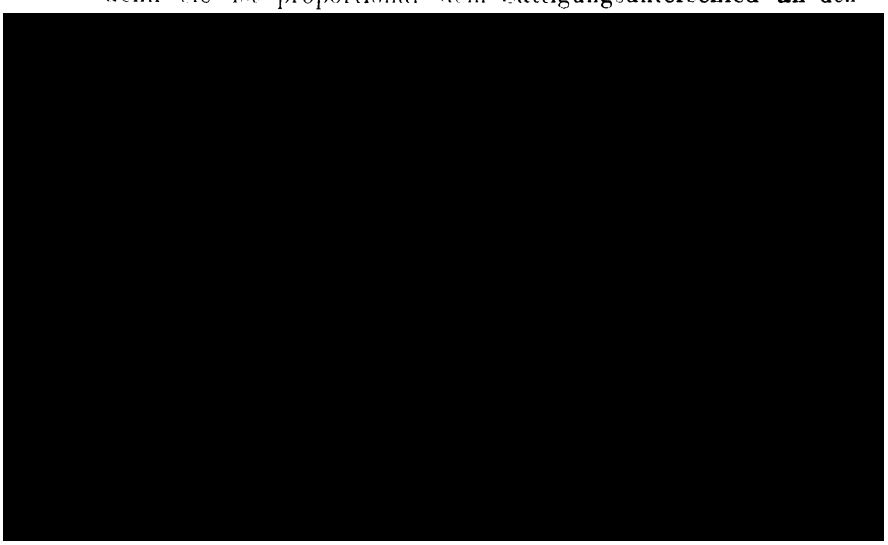
$$q = a \frac{v_1 + v_2}{v_2} ,$$

oder

$$a = q \frac{v_2}{v_1 + v_2} .$$

Diese letzte Gleichung sagt mir aus, dass ich die Quecksilbermenge, die ich einfüllen muss, wenn constanter Ueberdruck herrscht, multipliciren muss mit dem Verhältniss $v_2/(v_1 + v_2)$, um die diffundirte Menge zu erhalten. Ich bemerke hier gleich, v_1 ist nun nicht constant, sondern es verkleinert sich durch Einfüllen von Hg beständig, deshalb nehme ich für die Berechnung den Mittelwerth aus Anfangs- und Endvolumen. Das Endvolumen konnte leicht dadurch gefunden werden, dass das Volumen des eingefüllten Hg substrahirt wurde. Das Quecksilbervolumen betrug immer nur einen kleinen Bruchtheil vom Gesammtvolumen.

Die diffundirte Menge ist proportional der Druckdifferenz h, denn sie ist proportional dem Sättigungsunterschied an den



$$p_1 + p_2 \frac{a}{r_2} \frac{p_1}{p_2},$$

denn das zweite Glied stellt den Ueberdruck im oberen, als auch im unteren Gefäss dar. Der Enddruck ist also

$$p_1 \left(1 + \frac{a}{r_2}\right)$$

und das Mittel aus Anfangs- und Enddruck

$$p_1 = (b - T)\left(1 + \frac{a}{2 r_2}\right).$$

Dieses Correctionsglied beträgt im Durchschnitt 1—2 Proc. Bezeichne ich noch mit m die Anzahl Minuten, die vergehen bis q eingefüllt ist bei constantem h, so finde ich für die in einem Tag durch den Cubus (1 cm³) bei 1 Atm. Ueberdruck diffundirte Gasmenge v, reducirt auf 0° und 760 mm Druck,

$$v = q \frac{r_2}{r_1 + r_2} \frac{(b - T)\left(1 + \frac{a}{2 r_2}\right)}{(1 + \alpha t) 760} \frac{l}{Q} \frac{760}{h} \frac{1440}{m},$$

wo 1440 die Anzahl der Minuten im Tage ist.

Nach dieser Formel sind die später gegebenen Resultate berechnet. T ist die Tension des Wasserdampfes und nicht der Gelatine, denn es wurde stets dafür gesorgt, dass oben und unten etwas Wasser vorhanden war. Ist das nicht der Fall, so giebt die Gelatine bei den unvermeidlichen Temperaturschwankungen bei Erwärmung von der Oberfläche Wasser ab und bildet an der Oberfläche eine harte Haut, welche den Diffusionsvorgang sehr stört, denn der Ausgleich des Wassergehaltes in der Gelatine geht nur äusserst langsam vor sich. Trotz der Gegenwart von Wasser hatte sich die Gelatine nur sehr wenig an Volumen vergrössert.

Die *Constanten* des Apparates wurden folgendermaassen bestimmt.

Die Dicke der Diffusionsschicht l wurde mit dem Sphärometer gemessen. Addirt wurde noch eine dünne Wasserschicht, die darauf lagerte und 1 mm betrug,

$$l = 1{,}2 \text{ cm}.$$

Der Querschnitt wurde durch Summation der Querschnitte der einzelnen Löcher bestimmt. Sämmtliche Löcher waren mit demselben Bohrer auf der Drehbank gebohrt worden. Die Durchmesser der Löcher wurden mit einem Comparator (Zeiss'sche Construction) gemessen. Da zuerst auf beiden Seiten der Platte eine ziemliche Differenz der Durchmesser vorhanden war, so wurden die Löcher von der anderen Seite nochmals nachgebohrt und ergaben dann ziemlich denselben Werth. Als mittlerer Durchmesser für eine Bohrung wurde gefunden $2r = 3{,}859$ mm. Daraus berechnet sich die Fläche

$$Q = r^2 \pi \,.\, n\,,$$

wenn n die Anzahl der Löcher $= 956$ ist

$$Q = 110{,}25\ \text{cm}^2.$$

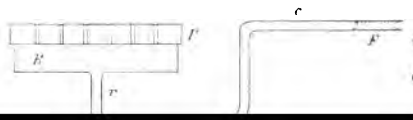
Die Volumina v_1 und v_2 wurden durch Auswägen mit Wasser bestimmt:

(Anfangsvol.) $v_1 = 411\ \text{cm}^3$,

$v_2 = 481\ \text{cm}^3$.

Vorversuche.

Bevor ich den eben beschriebenen Apparat construirte, musste ich mich durch Vorversuche überzeugen, in welcher Grössenordnung die Diffusion von Gasen in Gelatine lag, da bis jetzt darüber keine Untersuchungen angestellt



Eine Holzplatte *P* (Fig. 2) durchbohrte ich mit etwa 200 Löchern von einem Durchmesser von etwa 5 mm und füllte sie mit Gelatine. Sie wurde in ein Blechgefäss *B* dicht eingesetzt. Aus dem Gefäss führte eine Röhre *r*, an die eine Capillare *C* mit einem Flüssigkeitsfaden *F* festgemacht war. Das Gefäss wurde mit CO_2 gefüllt und die Verschiebung des Fadens beobachtet. Anfangs war die Bewegung des Fadens eine relativ rasche, wurde aber immer langsamer, bis die Geschwindigkeit constant war. Der stationäre Zustand ist erst vorhanden, wenn oben ebensoviel CO_2 austritt, wie unten in die Gelatine eintritt. Bis die Sättigung vollkommen ist, verschwindet die CO_2 unten rascher. Die Gegendiffusion von Luft ist unbedeutend, denn nach Exner vertauschen sich etwa 50 Volumina CO_2 gegen 1 Volumen Luft. Die Platte füllte ich mit verschiedenen Concentrationen von Gelatine und bestimmte die Geschwindigkeiten des Flüssigkeitsfadens. Nehme ich als Vergleich mit Wasser den Zahlenwerth von Stefan ($k = 1{,}38$), so verhalten sich, wenn ich die Geschwindigkeit für reines Wasser $= 1$ setze, die Geschwindigkeiten für die verschiedenen Concentrationen wie folgt:

Concentration der Gelatine	Relative Geschwindigkeiten
0	1
10 %	1 1,4
15	1 1,5
20	1 1,7

Die Zahlen zeigen, dass jedenfalls ein Einfluss der Gelatine vorhanden ist, dass er aber ein mässiger ist. Die Zahlen machen keinen Anspruch auf Genauigkeit, sie sollen nur zur Orientirung dienen.

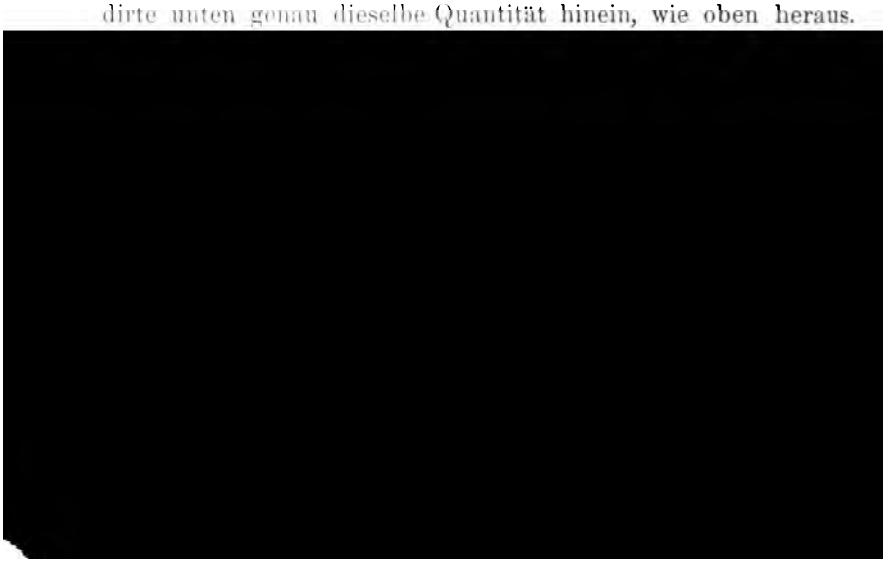
Um zu prüfen, welchen Druck Gelatine aushalten kann, wurden Glasröhren von verschiedenen Durchmessern und mit verschieden concentrirter Gelatine gefüllt und an die Wasserstrahlpumpe gesetzt, alsdann der Druck abgelesen, bei dem die Gelatine durchriss. Für geringe Concentrationen war die Halt-

barkeit äusserst gering. Bei der 20 proc. Gelatine konnte eine Schicht von 1 cm Dicke und 4 mm Durchmesser immerhin eine halbe Atmosphäre aushalten. Dies gab mir auch das Maass für meinen definitiven Apparat.

Diffusionsversuche.

Kohlensäure.

Um die ganze Art der Untersuchung klar zu machen, will ich einen Versuch, der mit CO_2 angestellt worden, etwas ausführlicher beschreiben. Der Apparat wurde zusammengestellt und die Luft durch längeres Durchleiten von Kohlensäure verdrängt. Im oberen Gefäss wurde der Druck mittels einer Wasserstrahlpumpe, die mit dem Hahn H_3 in Verbindung gesetzt werden konnte, um etwa 30 cm Hg vermindert, was am Manometer gemessen wurde. Nun blieb der Apparat sich selbst überlassen. Anfänglich diffundirte von beiden Seiten CO_2 in die Gelatine hinein, während die absorbirte Luft austrat, da sie keinen Gegendruck fand. Nach einigen Stunden wurde der Apparat von neuem mit dem CO_2-Entwickelungsapparat in Verbindung gesetzt, einerseits um die ausgetretene Luft herauszuschaffen, und andererseits um den Druck, der durch die Absorption auf beiden Seiten gesunken war, wieder herzustellen. Mit dem Messen konnte erst begonnen werden, wenn die Gelatine vollständig gesättigt war, erst dann diffundirte unten genau dieselbe Quantität hinein, wie oben heraus.



eingestellt. Darauf wurde 1 cm³ Hg in F eingefüllt und also ein kleiner Ueberdruck erzeugt.

Die Zeit, die verfloss, bis dieser Ueberdruck wieder verschwunden war, wurde notirt. Dies wurde nun beliebig oft wiederholt. Da die Versuche öfters längere Zeit in Anspruch nahmen, so konnte nicht jedesmal die Zeit abgelesen werden, es wurde aber immer dafür gesorgt, dass sich der Druck nie stark änderte. Man suchte die Druckdifferenzen immer möglichst zu compensiren. Es muss hier noch betont werden, dass beim Einfüllen von 1 cm³ Hg der Druck unten und oben sich nur etwas mehr wie 1 mm änderte, also einen sehr kleinen Bruchtheil der ganzen Druckdifferenz von meistens über 300 mm.

Bevor ich die Zahlen für CO_2 angebe, muss ich noch Angaben über die Reinheit des Gases machen. Es ist klar, dass nicht jede Verunreinigung des Gases gleich viel ausmacht, sondern sehr störend sind nur Beimengungen, welche einen sehr verschiedenen Absorptionscoefficienten haben, d. h. diejenigen Gase, welche mit einer sehr verschiedenen Geschwindigkeit die Gelatine durchdringen.

CO_2 untersuchte ich durch Absorption mit Natronlauge auf Reinheit. Sie wurde in einem Kipp'schen Apparat aus Marmor und chemisch reiner Salzsäure dargestellt und vor dem Einfüllen durch eine Waschflasche geleitet. In einer calibrirten Röhre wurden 200 cm³ über Hg aufgefangen. Nach der Absorption durch NaOH blieb unter einem Druck von einer halben Atmosphäre weniger wie $^1/_2$ cm³ übrig, sodass man sicher sagen kann, dass die Verunreinigungen höchstens $^1/_3$ Proc. betrugen. Solche Spuren von Verunreinigungen kommen nicht in Betracht.

Nun lasse ich die Resultate der Diffusionsgeschwindigkeiten folgen. Nach unserer früher abgeleiteten Formel berechnet sich das Volumen

$$v = q \frac{r_2}{r_1 + r_2} \frac{(b - T)\left(1 + \frac{q}{2 r_2}\right)}{(1 + \alpha t) 760} \frac{760 \cdot l \cdot 1440}{h \cdot Q \cdot m}.$$

Zuerst lasse ich die Ablesungen von m (Minuten) folgen für 1 cm² eingefülltes Hg ($q = 1$).

q Anzahl der eingefüllten cm³ Hg	Diffusionszeit m	$\frac{m}{q}$
6	125	20,83
1	22	22,0
1	22	22,0
2	41	20,5
2	41	20,5
5	106	21,2
8	165	20,63
25	522	

Es mussten während 522 Minuten 25 cm³ Hg eingefüllt werden, um den Druck h constant zu halten.

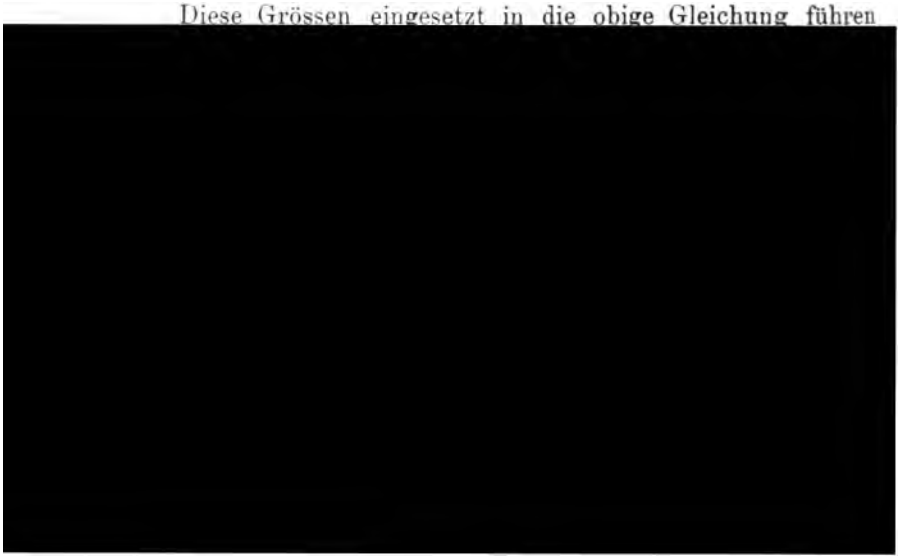
Für 1 cm³ Hg $522 : 25 = 20{,}88$ m.

Die anderen Grössen sind

r_1	r_2	$\frac{r_2}{r_1 + r_2}$	$\log \frac{(b-T)}{(1+\alpha t)\,760}$	$\log\left(1+\frac{q}{2\,r_2}\right)$	h	l
393	481	0,554	$9{,}9683-10$	0,0099	356	12

Q	b	t (Temp.)	m
110 cm²	760	15°	20,88

Diese Grössen eingesetzt in die obige Gleichung führen



Die Reaction geht nach der Formel:

$$N_2O + H_2 = H_2O + N_2$$
$$1\text{ Vol. } 1\text{ Vol. } \quad 1\text{ Vol.}$$

	Stand des Hg-Meniscus	Druck	Reducirtes Volumen auf 0° u. 760
H	22,1	280	13,9
$H + N_2O$	27,1	218	19,3
Nach der Explosion	21,8	272	13,9

Es waren enthalten

$$19{,}3 - 13{,}9 = 5{,}4\ cm^3\ N_2O.$$

Es verschwanden

$$19{,}3 - 13{,}9 = 5{,}4\ cm^3.$$

Die Analyse ergiebt also keine Verunreinigungen.

II. Analyse.

	Stand des Hg-Meniscus	Druck	Reducirtes Volumen auf 0° u. 760
H	14,0	354	7,4
$N_2O + H$	23,3	253	15,5
Nach der Explosion	15,7	329	8,8

Es sollten verschwinden

$$15{,}5 - 7{,}4 = 8{,}1\ cm^3.$$

Es verschwanden

$$15{,}5 - 8{,}8 = 6{,}7\ cm^3.$$

Es war nicht genügend Wasserstoff vorhanden gewesen. Wasserstoff wird zugefügt.

	Stand des Hg-Meniscus	Druck	Reducirtes Volumen auf 0° u. 760
H	19,8	298	12,0

aber es ist nicht möglich, durch den Funken eine Explosion hervorzurufen. Nach Angabe von Bunsen[1]) wird Knallgas zugefügt.

1) Bunsen, Gasometrische Methoden, 2. Aufl. 1877.

	Stand des Hg-Meniscus	Druck	Reducirtes Volumen auf 0° u. 760
HO_2	26,2	235	18,6
Nach der Explosion	17,9	303	10,7

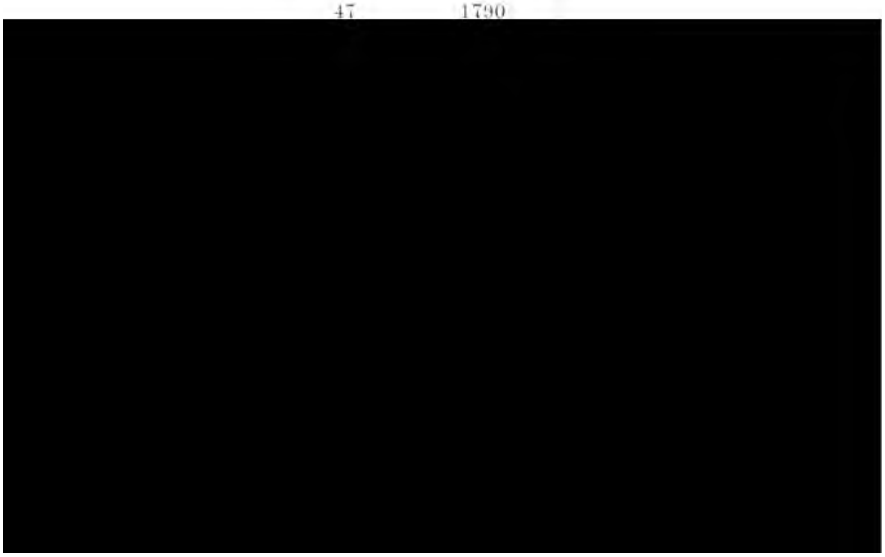
Das Knallgasvolumen betrug 6,6 cm³.

Es waren aber verschwunden $18{,}6 - 10{,}7 = 7{,}9$, also noch 1,3 cm³ N_2O.

Im ganzen waren demnach $6{,}7 + 1{,}3 = 8{,}0$ cm³ verschwunden und es sollten 8,1 cm³ verschwinden, also auch diese Analyse spricht für sehr grosse Reinheit des Gases.

Die Diffusionsversuche ergaben:

q Anzahl der cm³ Hg	Diffusionszeit m	$\frac{m}{q}$
8	317	39,6
2	64	32,0
1	39	39,0
1	31	31,0
1	29	29,0
4	130	32,0
6	210	35,0
6	220	36,6
18	750	41,7
47	1790	



Wasserstoff.

Der Wasserstoff wurde aus chemisch reinem Zink und verdünnter reiner Schwefelsäure unter Zusatz von etwas Platinchlorid entwickelt und gewaschen. Die Analyse wurde wieder im Eudiometer ausgeführt.

	Stand im Eudiometer	Druck	Reducirtes Volumen auf 0° u. 760
O	24,6	274	12,07
O + H	31,4	183	18,27
Nach der Explosion	18,6	306	8,74

Durch die Explosion waren verschwunden

$$18{,}27 - 8{,}74 = 9{,}53 \text{ cm}^3.$$

Wasserstoff war enthalten

$$18{,}27 - 12{,}07 = 6{,}20 \text{ cm}^3.$$

Es sollten verschwinden

$$6{,}20 + 3{,}10 = 9{,}3 \text{ cm}^3.$$

Die Analyse stimmt soweit, dass grössere Verunreinigungen nicht möglich sind.

Die Diffusionsmessungen ergaben folgende Werthe:

q Anzahl der cm³ Hg	Diffusionszeit m	$\frac{m}{q}$
5	1560	312
4	1260	315
9	2820	

Im Mittel für 1 cm³ Hg

$$2820 : 9 = 313 \; m.$$

r_1	r_2	$\frac{r_2}{r_1 + r_2}$	$\log \frac{b - T}{(1 + \alpha t)\,760}$	$\log\left(1 + \frac{q}{2 r_2}\right)$	h	l
381	481	0,555	$9{,}9730 - 10$	0,0069	360	12

q	m	b	t
110	313	765	14°

Hieraus

$$v = 0{,}0565.$$

Schwefelwasserstoff.

Der Schwefelwasserstoff wurde durch Erwärmen von reiner Salzsäure und reinem Schwefelantimon erhalten. Um das Gas auf Reinheit zu untersuchen, wurden etwa 200 cm³ über Quecksilber aufgefangen und dann Natronlauge zugesetzt. Die Absorption war eine fast vollkommene, die nicht absorbirte Menge war unmessbar klein. Ueber die Diffusion geben die folgenden Tabellen Aufschluss.

q eingefülltes Hg-Vol.	Diffusionszeit m	$\frac{m}{q}$
6	33	5,50
23	130	5,66
12	66	5,50
9	51	5,66
8	49	6,12
21	132	6,28
23	138	6,00
102	599	

Im Mittel für $q = 1$

$$599 : 102 = 5{,}87 \ m.$$

v_1	v_2	$\frac{v_2}{v_1+v_2}$	$\log \frac{b-T}{(1+\alpha t)\,760}$	$\log\left(1+\frac{q}{2\,v_2}\right)$	h	l

[redacted]

Die Messungen ergaben:

q	m	$\frac{m}{q}$
14	1020	73
13	1295	99
6	510	85
12	930	77
18	1440	81
63	5195	

Mittel $5195 : 63 = 82{,}5$ *m*.

r_1	r_2	$\frac{r_2}{r_1 + r_2}$	log $\frac{b - T}{1 + \alpha t)\,760}$	log $\left(1 + \frac{q}{2 r_2}\right)$	h	l
361	481	0,5714	$9{,}9703 - 10$	0.0212	329	12

Q	m	b	t
110	82,5	760	14°

$$r = 0{,}230.$$

Nochmals

Kohlensäure.

Nachdem nun diese verschiedenen Gase diffundirt waren, musste ich der Sicherheit halber nochmals einen Versuch mit CO_2 ausführen, um nachzuweisen, dass der Widerstand der Diffusionsschicht derselbe geblieben war. Ich füllte also meinen Apparat nochmals mit CO_2 und fand folgendes Resultat.

Ich liess 11 cm^3 Hg einfliessen in 196 Minuten; für 1 cm^3

$$196 : 11 = 17{,}8 \; m.$$

r_1	r_2	$\frac{r_2}{r_1 + r_2}$	log $\frac{b - T}{(1 + \alpha t)\,760}$	log $\left(1 + \frac{q}{2 r_2}\right)$	h	l
385	481	0,555	9,9703	0,0050	380	12

Q	m	b	t
110	17.8	760	14°

Hieraus

$$r = 0{,}845.$$

Der gefundene Werth stimmt zufällig ganz genau mit dem früher bestimmten überein. Er müsste übrigens etwas grösser sein, da die Bestimmung bei 14° gemacht ist, während die frühere bei 15° erfolgte. Immerhin darf aber die Uebereinstimmung eine äusserst gute genannt werden und der Beweis scheint mir geleistet, dass die Gelatine sich während der langen Zeit der Untersuchung nicht geändert hatte und dass sie, trotzdem immer Wasser vorhanden war, jedenfalls nur wenig aufgenommen hatte.

Zum Schluss dieser Beobachtungen muss ich noch eine Messung beifügen. Da sich die Löslichkeit eines Gases mit der Temperatur ändert, so muss auch die Diffusionsgeschwindigkeit proportional dieser Aenderung variiren. Es ist zu dem Ende die Diffusion von CO_2 bei 0° C. bestimmt worden. Statt des Wasserbades wurde ein Eisbad genommen.

Man musste 24 cm³ Hg in 375 *m* einfüllen, um *h* constant zu halten

$$375 : 24 = 15{,}62\ m \quad \text{für 1 cm}^3\ \text{Hg.}$$

v_1	v_2	$\frac{v_2}{v_1+v_2}$	$\log \frac{b-T}{(1+\alpha t)760}$	$\log\left(1+\frac{a}{1\,v_2}\right)$	h	l
340	481	0,586	9,9971−10	0,0100	380	12

Q	m	b	t
110	15,6	760	0°

Wir finden also ziemliche Uebereinstimmung. Genaue Uebereinstimmung ist übrigens nicht zu erwarten, da der Diffusionscoefficient noch Function der Temperatur selbst ist.

Ammoniak.

Ammoniak wandert infolge seines sehr grossen Absorptionscoefficienten sehr rasch durch Wasser sowie durch Gelatine. Mit meinem Apparat war es nicht möglich Bestimmungen zu machen, da die Fläche viel zu gross war, ich musste deshalb einen anderen Apparat construiren. Das Ammonikgas wurde in dem Kolben *K* (Fig. 3) durch Erwärmen von Ammoniaklösung im Wasserbade frei gemacht, und nachdem es die

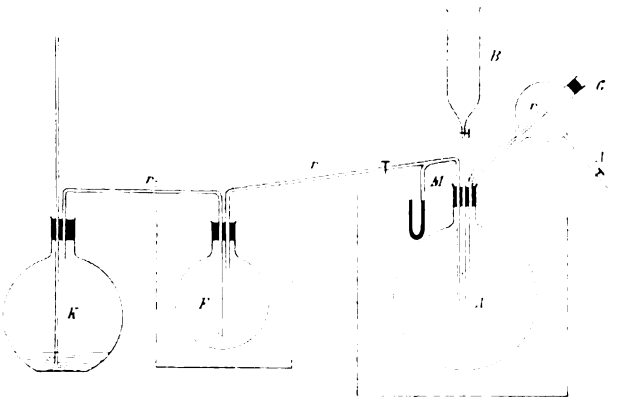


Fig. 3.

Flasche *F* passirt hatte, wobei das mit übergehende Wasser condensirt wurde, gelangte es in den Behälter *A*, der in einem grossen Wasserbade stand von derselben Temperatur wie das Wasserbad um F_1. In *A* führte noch eine Bürette *B* und ein weiteres Rohr mit dem Diffusionspfropfen *G*. Vor der Gelatine war das Rohr zu einer Kugel aufgeblasen. An dem Knie der Röhre war inwendig noch ein Glasrohr r_1 befestigt, dieses reichte bis dicht an die Gelatine heran. Seitlich von r_1 war noch ein kleines Manometer angeschmolzen, um den Druck während der Messung constatiren zu können. Um den Apparat fertig zu stellen, wurden zuerst sämmtliche Hähne geöffnet, der Kolben mit Ammoniaklösung erwärmt und Ammoniak durch das ganze System geleitet. Die an der Kugel ange-

schmolzene Ableitungsröhre a wurde in Wasser getaucht, um das durchströmende Ammoniak wieder absorbiren zu lassen. Anfangs musste der Ammoniakstrom schwach gehalten werden, da die Absorption in der Gelatine sonst so lebhaft ist, dass sich die Oberfläche zu sehr erwärmte, sodass sie flüssig wurde. Wurde der Gasstrom nur allmählich verstärkt, so war die Erwärmung nicht bedeutend genug, um ein Schmelzen zu verursachen. Nach längerem Durchleiten (2—4 Stunden) war der Sättigungszustand sicher erreicht und es konnte mit dem Messen begonnen werden. Es wurden sämmtliche Hähne geschlossen und die Zeit notirt.

Das Ammoniakgas diffundirte durch die Gelatine heraus; in gleichem Maasse wurde Quecksilber zugegossen, sodass das Manometer M keine Durchdifferenz anzeigte. Wenn der Versuch glatt verlief, konnte der Bürettenhahn gewöhnlich so gestellt werden, dass andauernd soviel Quecksilber einfloss, wie NH_3 herausdiffundirte; damit hatte man zugleich einen Beweis, dass die Geschwindigkeit constant war, was nur möglich ist, wenn ebensoviel NH_3- in die Gelatine hinein- wie herausgeht.

Bei den anfänglichen Versuchen war die Röhre r_4 und die Kugel noch nicht angebracht und es war mir nicht gelungen, die Diffusionsgeschwindigkeit constant zu halten; sie nahm während des Versuches immer etwas ab. Es beruhte offenbar darauf, dass die Ammoniakflüssigkeit etwas Luft gelöst enthält, welche beim Erwärmen ebenfalls frei wurde.

Während des Versuches war nun ein beständiger Strom

Die Diffusionsfläche wurde aus einer kathetometrischen Messung des Röhrendurchmessers bestimmt. Die Dicke der Schicht wurde so gut wie möglich direct mit einem Maassstabe gemessen. Dieselbe war nicht sehr genau bestimmbar, da die innen liegende Fläche nicht vollkommen eben, sondern infolge der Capillarität immer etwas gewölbt war.

Die Berechnung der Resultate geschieht hier sehr einfach. Das eingefüllte Quecksilbervolumen ist gleich dem ausgetretenen Ammoniakvolumen. Dasselbe ist wie früher auf 0° und 760 mm Druck zu reduciren auf die Einheit des Querschnittes und der Dicke der Gelatine auf den Tag. Die folgende Tabelle giebt die nöthigen Daten. Die Gelatine war auch hier 20 proc. gewählt, damit man den Werth mit den anderen Gasen vergleichen konnte. v bezeichnet wieder die auf den Tag diffundirende Menge auf 0° und 760 mm reducirt.

Temp.	Schicht-dicke	q eingefüllte Hg-Menge	Zeit	b	v reducirtes Volumen	Q
17	1,6	112 cm²	80 m	770	1337	2,27
16	1,0	130	57	760	1367	2,27
19	1,0	131	63	762	1235	2,27
18	1,2	132	76	762	1244	2,27
17	1,7	142	123	760	1172	2,27

Das Wasserbad hatte Zimmertemperatur, sodass sich das Gas weder ausdehnte noch zusammenzog, wenn es gegen die Gelatine strömte. Trotzdem die Resultate nicht bei derselben Temperatur angestellt sind, so will ich dennoch ein Mittel darauf rechnen. Die Inconstanz der Werthe liegt einerseits an der schwer zu bestimmenden Schichtdicke und an der Veränderlichkeit der Gelatine an der Luft. Da die Luft des Zimmers nicht mit Wasserdampf gesättigt war, so gab die Gelatine während des Füllens des Apparates beständig Wasser ab und die Fläche musste immer von Zeit zu Zeit mit Wasser benetzt werden, um das verdunstete Wasser zu ersetzen.

Das Mittel für etwa 17° C wird:

$$v = 1271.$$

Absorptionsversuche.

Um die Diffusionscoefficienten K zu erhalten, muss ich die im vorigen Abschnitt angegebenen Volumina v dividiren durch die in der Volumeneinheit absorbirte Gasmenge, d. h. also durch den Absorptionscoefficienten α, denn man definirt:

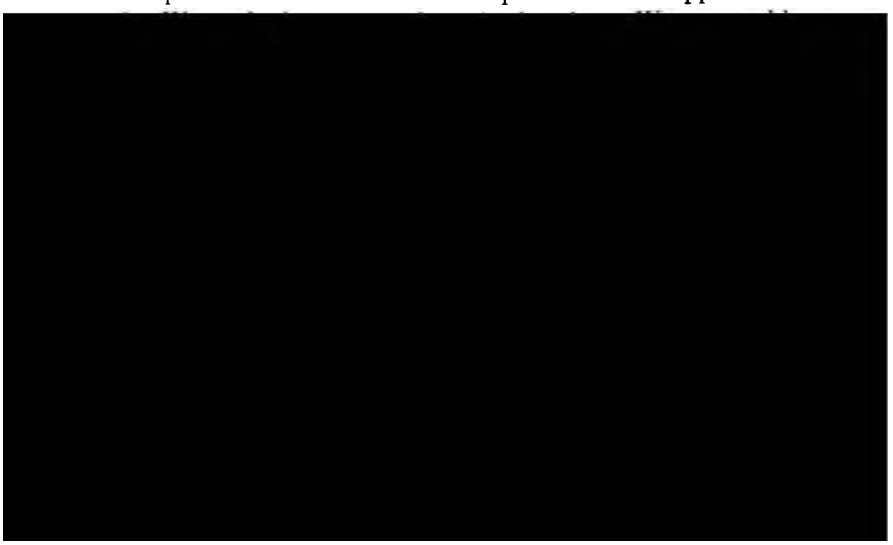
$$K = \frac{v}{\alpha}$$

wo α für dieselbe Temperatur zu nehmen ist wie v. Ich durfte nun nicht ohne weiteres annehmen, dass die Absorptionscoefficienten für Gelatine dieselben seien wie für Wasser und ich musste mich deshalb durch Messungen überzeugen, inwieweit dies der Fall ist.

Bevor ich aber zu der Beschreibung dieser Versuche übergehe, muss ich noch eine andere Grösse, die bei der Berechnung der Absorption nothwendig war, nämlich die *Dampfspannung* angeben.

Zu deren Bestimmung wurde in einem Hoffmann'schen Dampfdichteapparat ein gutes Barometer aufgestellt. Jede Feuchtigkeit war sorgfältig vermieden worden. Ein Kathetometer wurde auf den Meniscus eingestellt und die Stellung abgelesen.

Ein kleines Stückchen frisch ausgekochter 20 procentiger Gelatine wurde unten eingeführt. Sowie dasselbe ins Vacuum kam, verursachte es ein Sinken des Barometers durch seine Dampftension. Der übliche Dampfmantel des Apparates diente



von der des Wassers bei den niedrigen Temperaturen procentual viel grösser sind wie bei den höheren. Die Bestimmung musste so ausgeführt werden, dass man mit der Temperatur immer stieg, denn bei der Abkühlung wurde der condensirte Wasserdampf nicht sofort von der Gelatine aufgenommen.

In der Tabelle steht neben der Tension der Gelatine die des reinen Wassers.

Temperatur	Tension der Gelatine	Tension des Wassers
4,0°	4,43	6,097
8,0	5,74	8,017
9,5	6,74	8,865
16,5	10,34	13,972
22,6	16,14	20,389
26,0	20,74	25,288
32,6	30,30	35,359
36,0	39,54	44,158
43,0	62,80	64,310
48,2	77,94	84,034
53,0	102,64	106,655

Für die Feststellung der Absorptionscoefficienten konnte nicht dieselbe Methode für alle Gase angewendet werden, da dieselben ausserordentlich weit auseinander liegen. Für H_2S, CO_2, N_2O und NH_3 wandte ich folgende einfache Methode an. Das betreffende Gas wurde in einer calibrirten Röhre über Quecksilber aufgefangen; Druck, Temperatur und Volumen genau bestimmt. Die Gelatine wurde durch kräftiges Kochen vollkommen luftfrei gemacht und dann in eine kleine, vor der Lampe geblasene Glaskugel eingefüllt, deren Volumen vorher durch Wägung mit Wasser bestimmt worden war. Bis zum Gebrauch blieben die mit Gelatine gefüllten Glaskugeln unter Quecksilber oder zugeschmolzen aufbewahrt. Beim Gebrauch wurde die Glaskugel zerbrochen und die Gelatinekugel sofort in das Gas hineingebracht. Durch die Absorption stieg das Quecksilber in der Röhre und erreichte bei jeder Temperatur ein Maximum. Die verschwundene Gasmenge war von der Gelatine aufgenommen. Kannte man also Gelatinevolumen und verschwundenes Gasvolumen, so war der Absorptionscoefficient

ohne weiteres berechenbar. Da nun aber die Absorption nur durch Verbreitung vor sich ging, so dauerte es längere Zeit, bis die Kugel gleichmässig gesättigt war. Alle Temperatur- und Druckschwankungen brachten Aenderungen im Sättigungsgrade hervor, welche sich ebenfalls nur langsam wieder ausglichen und deshalb war es nicht möglich, eine grosse Genauigkeit zu erzielen.

Kohlensäure.

Reducirtes Gasvolumen			
vor der Absorption v_1	nach der Absorption v_2	Temperatur t	Druck p
149,6 cm³	144,2	bei 20,9°	651
	143,3	16,0	638
	141,2	2,9	629

Der Druck, unter dem das Gas steht, ist gleich dem Barometerstand vermindert um die Niveaudifferenz des Quecksilbers innen und aussen und der Tension der Gelatine bei der betreffenden Temperatur. Der Absorptionscoefficient α berechnet sich nach der Formel:

$$\alpha = \frac{v_1 - v_2}{\text{Gelatinevolumen}} \cdot \frac{760}{p},$$

denn die Absorption ist proportional dem Druck.

Das Volumen der Gelatine war 6,10 cm³

Stickoxydul.

Die Bestimmung wurde vollkommen analog ausgeführt.

Reducirtes Gasvolumen:			
vor der Abs. v_1	nach der Abs. v_2	Temp.	Druck
172,5	165,5	17°	715

Das Gelatinevolumen = 8.4 cm³:

$\alpha_{17} = \mathbf{0,772}$, nach Bunsen = 0,7306.

Die Uebereinstimmung mit der Zahl von Bunsen ist sehr gut.

Schwefelwasserstoff.

Reducirtes Gasvolumen			
vor der Absorption	nach der Absorption	t	p
168,7	153,2	18,4	701
	151,4	6,6	691

Gelatinevolumen = 5.4 cm³.

$\alpha_{6,6} = \mathbf{3,52}$, nach Bunsen = 3,88

$\alpha_{18,4} = \mathbf{3,05}$, „ „ = 3,03

Auch hier liegen die Abweichungen in den Fehlergrenzen.

Ammoniak.

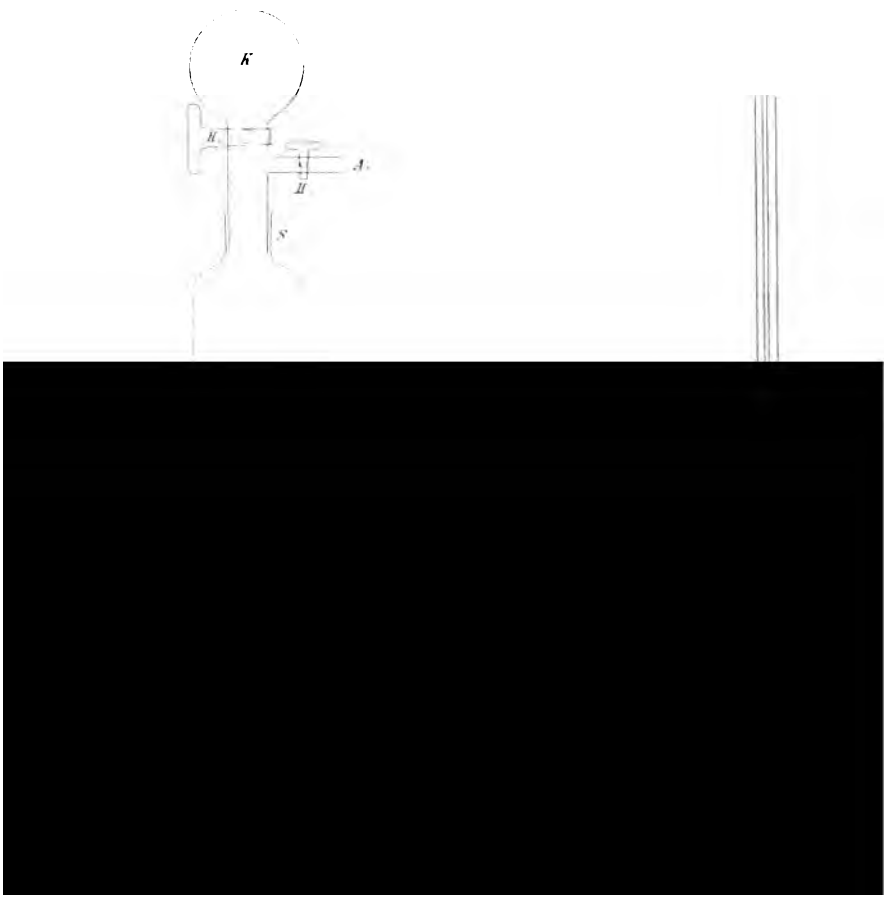
Wurde eine Gelatinekugel in Ammoniak hineingebracht, so wurde durch die Absorption soviel Wärme frei, dass die Gelatine flüssig wurde, an der Wand fest klebte und von dem aufsteigenden Quecksilber überdeckt wurde. Um dem vorzubeugen, wurde die Glaskugel bloss zerbrochen, aber nicht von der Gelatine losgelöst; es wurden nur kleine Glassplitterchen herausgenommen, sodass das Gas nur eine minimale Angriffsfläche hatte und die Lösungswärme nicht genügte, die Gelatine zu schmelzen. Die zwei Bestimmungen ergaben:

Reducirtes Gasvolumen			
vor der Absorption	nach der Absorption	Temperatur	Druck
335,3	73,1	17°	560
187,1	92,0	17	580

Bei der ersten Bestimmung betrug das Volumen der Gelatine 0,513 cm³, bei der zweiten 0,187.

$$\alpha_{17} = 693$$
$$\alpha_{17} = 666$$
$$\text{Mittel } \alpha_{17} = 680, \text{ nach Bunsen } 696{,}6.$$

Wasserstoff und Sauerstoff sind in solch geringem Maasse löslich, dass es nicht möglich war, die Absorption auf die nämliche Art zu bestimmen, denn die Beobachtungsfehler würden mindestens in derselben Grössenordnung liegen, wie die absorbirten Mengen. Mit grösseren Gelatinemengen kann auch nicht gearbeitet werden, da die Verbreitung zu langsam vor sich geht und Gleichgewicht im Sättigungszustand erst nach sehr langer Zeit eintreten würde. Ich suchte deshalb eine andere Methode.



endigt der letztere in einem Schliff s_2, in den eine Capillare eingeschliffen ist. Der Inhalt der Kugel und des Gefässes ist durch Auswägen mit Quecksilber bestimmt worden; die Capillare ist dem Volumen nach calibrirt. Nachdem die Kugel mit ausgekochter Gelatine gefüllt und durch den Hahn H_1 von dem übrigen Gefäss abgesperrt ist, wird das Gefäss mit Sauerstoff gefüllt und darauf in ein grosses Wasserbad gestellt. Der Quecksilberfaden in der Capillaren wird eine bestimmte Stellung einnehmen. Ist Temperatur und Barometer bekannt, so kann das Volumen auf 0° und 760 mm reducirt werden. Hierauf wird die Capillare durch H_3 abgeschlossen und H_1 geöffnet. Die Gallerte wird erwärmt, bis sie flüssig ist und durch Schütteln in dem ganzen Gefäss vertheilt, um eine grosse Oberfläche herzustellen. Ist das Gefäss wieder einige Zeit genau in derselben Lage wie früher im Wasserbade eingetaucht, so öffnet man den Hahn H_3 abermals und liest die Stellung ab. Die Differenz der beiden Volumina ist die absorbirte Gasmenge. Rechnet man dieselbe nach dem Henry-Dalton'schen Gesetze auf 1 Atm. um und dividirt sie durch das Gelatinevolumen, so erhält man den Absorptionscoefficienten.

Die praktische Ausführung der Versuche bietet einige Schwierigkeiten. Einmal muss die Gelatine vollkommen luftfrei eingeführt werden. Sie wurde deshalb heiss eingefüllt und in der Kugel zum Sieden erhitzt, darauf durch den Hahn abgeschlossen. Bei der Abkühlung zieht sich die Gelatine zusammen und erzeugt in der Kugel einen kleinen luftleeren Raum, dessen Volumen nur geschätzt werden kann. Ferner sind die Volumenänderungen durch Temperatur und Barometerschwankungen gross gegen die verschwindende Gasmenge. Ein bedenklicher Nachtheil ist auch die grosse Trägheit, mit der sich der Quecksilberfaden einstellte; er folgte den kleinen Volumenänderungen nicht immer. Ich suchte ihn durch Blasen von aussen immer so hoch zu stellen wie nur möglich und machte dann die Ablesung. Eine andere leichtflüssige, benetzende Sperrflüssigkeit wagte ich wegen unbekannter Absorptionsverhältnisse nicht zu nehmen. Von den gemachten Bestimmungen theile ich nur die letzten fünf mit, wobei ich die genannten Fehler so gut wie möglich vermieden zu haben glaube.

Reducirtes Gasvolumen				
vor der Absorption	nach der Absorption	Absorbirte Menge	Temperatur	Druck
51,97	51,59	0,38	14,0°	752
51,97	51,68	0,29	15,4	754
51,97	51,85	0,12	16,0	755
50,66	50,39	0,27	19,0	737
50,69	50,46	0,23	18,0	730

Das Gelatinevolumen beträgt 7,1 cm³.

Rechne ich hieraus die α aus, so finde ich:

$\alpha = 0{,}054$ $\quad$ $\alpha = 0{,}039$
$\alpha = 0{,}041$ $\quad$ $\alpha = 0{,}034$
$\alpha = 0{,}014$

Berechne ich, abgesehen von der Temperatur, hieraus ein Mittel, so finde ich:

$\alpha = 0{,}0364$, nach Bunsen 0,0294 g für 16°.

Der Mittelwerth zeigt doch annähernd Uebereinstimmung mit dem Bunsen'schen.

Die Versuche mit Wasserstoff ergeben einen noch kleineren Werth; jedoch muss die Methode noch umgeändert werden, um zahlenmässig die Absorption verfolgen zu können. Mit diesem Apparat müsste ich die Hundertstel Cubikcentimeter mit Sicherheit erhalten, um nur etwa 10 Proc. Genauigkeit zu erhalten, was bei den genannten Fehlerquellen nicht mög-

[redacted]

Berechnung der Diffusionscoefficienten und Vergleich mit den früheren Resultaten.

Nachdem nun sowohl die Diffusionsmengen als auch die Absorption bestimmt waren, so konnte ich die Diffusionscoefficienten K berechnen:

$$K = \frac{v}{\alpha}.$$

Ich setze hier für α die von Bunsen gefundenen Werthe ein, da wir ja gesehen haben, dass die Abweichungen in Gelatine kaum über die Beobachtungsfehler hinausreichen.

Kohlensäure.

$$v_{15} = 0{,}845 \qquad v_0 = 1{,}383$$
$$\alpha_{15} = 1.0020 \qquad \alpha_0 = 1{,}7967$$
$$K_{15} = \frac{0{,}845}{1{,}0020} = \mathbf{0{,}843} \qquad K_0 = \frac{1{,}383}{1{,}797} = \mathbf{0{,}770}.$$

Stickoxydul.

$$v_{14^\circ} = 0{,}509 \qquad \alpha_{14^\circ} = 0{,}8034$$
$$K_{14^\circ} = \frac{0{,}509}{0{,}8034} = \mathbf{0{,}634}.$$

Wasserstoff.

$$v_{14} = 0{,}0565 \qquad \alpha_{24} = 0{,}01918\ ^{1})$$
$$K_{14} = \frac{0{,}0565}{0{,}01918} = \mathbf{2{,}95}.$$

Schwefelwasserstoff.

$$v_{15{,}5} = 3{,}96 \qquad \alpha_{15{,}5} = 3{,}1988$$
$$K_{15{,}5} = \frac{3{,}96}{3{,}1988} = \mathbf{1{,}24}.$$

Ammoniak.

$$v_{17} = 1271 \qquad \alpha_{17} = 697$$
$$K_{17} = \frac{1271}{697} = \mathbf{1{,}594}.$$

Sauerstoff.

$$v_{14} = 0{,}230 \qquad \alpha_{14} = 0{,}03034$$
$$K_{14} = \frac{0{,}230}{0{,}0303} = \mathbf{7{,}58}.$$

Um nun die Exner'sche Regel zu prüfen, wonach sich die Diffusionscoefficienten umgekehrt verhalten wie die Quadratwurzeln aus den Dichten, stelle ich die Zahlen so zusammen,

1) Timofejew, Zeitschr. f. physik. Chem. **6**. p. 141. 1890.

dass ich aus dem gefundenen Werthe K für Kohlensäure und den bekannten Gasdichten die Coefficienten der anderen berechne. Es ist dann $K_x = K_{CO_2}\sqrt{(d_{CO_2}/d_x)}$. Die experimentell gefundenen Werthe setze ich daneben.

	Dichte d	$\frac{1}{2}\log d$	berechnet k	gefunden k
CO_2	1,5290	0,0922	—	0,845
N_2O	1,614	0,1039	0,821	0,634
H	0,06926	$9{,}4203-10$	3,97	2,95
H_2S	1,1912	0,0379	0,956	1,24
NH_3	0,5901	$9{,}8855-10$	1,358	1,59
O_2	1,1056	0,0218	0,992	7,58

Wie man sofort sieht, kann von einer vollkommenen Uebereinstimmung nicht die Rede sein. Die Abweichungen überschreiten die Beobachtungsfehler. Abgesehen von O_2 lässt sich hingegen nicht bestreiten, dass eine Annäherung an das Gesetz vorhanden ist. Jedenfalls bildet das specifische Gewicht einen Hauptfactor für die Verbreitungsgeschwindigkeit, aber offenbar ist es nicht der einzige; die Diffusionsgeschwindigkeit scheint noch von anderen Factoren abhängig zu sein.

Auffallend ist der grosse Werth für Sauerstoff. Schon gleich bei den Vorversuchen waren mir die relativ grossen Diffusionsmengen des Sauerstoffs aufgefallen und bei meinen Hauptversuchen bestätigte es sich. Gilt die Exner'sche Regel, so müsste durch dieselbe Schicht in gleicher Zeit mehr

grössere Löslichkeit gefunden wie Bunsen für Wasser; würden die Versuche auf grössere Gelatinemassen und auf längere Zeit ausgedehnt, so müsste man den scheinbaren Absorptionscoefficienten beständig wachsend finden. Ich hoffe diese Versuche noch anstellen zu können.

Aehnliches ist übrigens für Sauerstoff in Kautschuk beobachtet worden; die Absorption soll eine andauernde sein und der Sauerstoff zur langsamen Oxydation des Kautschuks verbraucht werden.

Es bleibt mir nun noch übrig, meine Resultate mit denen früherer Beobachter zu vergleichen, soweit es möglich ist. F. Exner konnte die Diffusionscoefficienten nicht absolut bestimmen, da er seine Schichtdicke nicht kannte, er fand nur die sich austauschenden Volumina. Er nimmt nun als Einheit Luft an und vergleicht alle Gase mit Luft.[1]) Ich rechne seine Zahlen so um, dass ich CO_2 als Einheit setze und angebe, welches Volumen eines Gases durch eine Fläche diffundirt, wenn ein Kohlensäurevolumen durch dieselbe Fläche wandert. Aus den Beobachtungen von Hüfner lassen sich die Zahlen auch ohne weiteres finden; ich stelle sie in folgender Tabelle zusammen.

	Exner	Hüfner	Hagenbach
$\frac{NH_3}{CO_2}$	976	8870[2])	1503
$\frac{H_2S}{CO_2}$	3,50		4,35
$\frac{O_2}{CO_2}$	0,0413	0,0367	0,272
$\frac{H}{CO_2}$	0,0800	0,0598	0,0668
$\frac{N_2O}{CO_2}$		0,765	0,602
	Seifenwasser	reines Wasser	Gelatine

1) Mit Luft habe ich keine Versuche angestellt, denn lässt man Luft durch eine Flüssigkeitsschicht passiren, so tritt auf der anderen Seite nicht Luft, sondern ein anderes Gemisch aus, was die Versuche sehr complicirt.

2) J. Müller, Wied. Ann. **43**. p. 554. 1891.

Sehr auffallend sind die überaus grossen Differenzen für NH_3. Der Werth von Müller giebt einen von dem Exner'schen Gesetze weit abweichenden Werth (15 statt 2,2), während meiner nur wenig abweicht; allerdings ist die Abweichung in demselben Sinne.

Die Diffusionscoefficienten für Gelatine sind (abgesehen von O_2) alle kleiner wie für reines Wasser. Die Gelatine bietet also einen etwas grösseren Widerstand gegen die diffundirenden Molecüle und zwar im Durchschnitt den rund 1,5 fachen bei 20 proc. Gelatine.

Die *Hauptergebnisse* lassen sich folgendermaassen kurz zusammenfassen:

Die *Dampftension* der Gelatine ist, absolut genommen, wenig verschieden von der Spannung des Wasserdampfes. Procentual sind die Abweichungen bei den niederen Temperaturen grösser.

Die *Absorption* der Gase, Kohlensäure, Stickoxydul, Schwefelwasserstoff, Ammoniak, Sauerstoff und Wasserstoff ist kaum merklich verschieden in Gelatine von dem Wasser.

Für die eben genannten Gase wurden auch die *Diffusionscoefficienten* bestimmt und sämmtlich kleiner gefunden für Gelatine wie für reines Wasser, ausgenommen für Sauerstoff, das (vielleicht nur scheinbar) viel rascher diffundirt.

Die *Exner'sche Regel*, wonach sich die sich austauschenden Gasvolumina verhalten wie ihre Absorptionscoefficienten und umgekehrt wie die Quadratwurzeln aus den Dichten,

2. *Ueber den Einfluss der Temperatur auf die Brechung und Dispersion einiger Krystalle und Gläser*[1]*; von John O. Reed.*

1. Durch die Arbeit von Pulfrich[2]) „Ueber den Einfluss der Temperatur auf die Lichtbrechung des Glases“ ist unsere Kenntniss über das thatsächliche Verhalten der Lichtbrechung durchsichtiger fester Körper gegenüber den Veränderungen der Temperatur nicht nur wesentlich vervollständigt worden, es ist auch für das bis dahin ohne Erklärung gebliebene Verhalten der festen Körper, welches zum Theil in Widerspruch zu stehen schien zu dem Verhalten der Flüssigkeiten und Gase, eine befriedigende, den bisherigen Widerspruch beseitigende Erklärung gegeben worden. Durch diese Untersuchung, welche auf eine grössere Anzahl optisch und chemisch genau definirter Gläser, sowie auf Quarz, Flussspath, Steinsalz und Sylvin ausgedehnt wurde, und die Temperaturen von Zimmertemperatur bis 100° C. umfasst, wurde festgestellt, dass in allen Fällen, ohne Rücksicht darauf, ob der Brechungsindex mit der Temperatur zu- oder abnimmt, die Dispersion mit wachsender Temperatur grösser wird.

Auf Grund des Studiums dieser Erscheinung gelangt dann Pulfrich zu folgender Erklärung für das Verhalten der Lichtbrechung durchsichtiger fester Körper: „Zur Erklärung für das Verhalten der Brechungsindices durchsichtiger fester Körper unter dem Einfluss der Temperatur ist die Annahme einer neben der Volumenänderung herlaufenden Vergrösserung des Absorptionsvermögens im blauen und ultrablauen Theile des Spectrums nicht nur nothwendig, sondern auch vollständig ausreichend. — Die beiden Ursachen sind in ihren Wirkungen einander entgegengesetzt, die Abnahme der Dichte vermindert den Index, die sich steigernde Absorption im Blau erhöht den-

1) Auszug aus der Inaugural-Dissertation, Jena 1897.

2) C. Pulfrich, Wied. Ann. **45**. p. 609. 1882. In dieser Arbeit findet man die gesammte Literatur über diesen Gegenstand bis 1892 angegeben.

selben wieder; je nachdem nun die eine oder andere der beiden Wirkungen überwiegt, haben wir es mit einer Abnahme oder mit einer Zunahme des Brechungsindex zu thun; wenn die beiden Wirkungen sich gerade aufheben, bleibt der Brechungsindex anscheinend ganz befreit von dem Einflusse der Temperatur.“ [1])

Eine wesentliche Stütze für diese Erklärung bildet das Verhalten der genannten Körper zu dem bekannten Satze der Proportionalität zwischen Brechungsvermögen und Dichte eines Körpers, für deren Zusammenhang untereinander bekanntlich folgende Beziehungen aufgestellt worden sind:

(1) $$\frac{n-1}{d} = \text{const.}$$

(2) $$\frac{n^2-1}{d} = \text{const.}$$

(3) $$\frac{n^2-1}{n^2+2}\,\frac{1}{d} = \text{const.}$$

Berechnet man hieraus die Aenderung der Brechungsexponenten pro 1° Temperatursteigerung nach den abgeleiteten Formeln

I. $$\Delta' n = -(n-1).\ 3a$$

II. $$\Delta'' n = -\frac{n+1}{2n}.(n-1).\ 3a$$

III. $$\Delta''' n = -\frac{n^2+2}{3}\cdot\frac{n+1}{2n}.(n-1).\ 3a$$

achteten Werth subtrahirt, ein positiver Rest übrig, welcher zufolge obiger Erklärung der Absorptionswirkung zuzuschreiben ist.

2. Mit Rücksicht namentlich auf die Wichtigkeit der Frage in theoretischer Richtung, insofern sie den Molecularzustand des Stoffes berührt, sowie aus praktischen Gesichtspunkten, schien es wünschenswerth, die Untersuchung einen Schritt weiter zu führen und die Erscheinung bis zu so hohen Temperaturgraden zu verfolgen, als es die Versuchsbedingungen zulassen. Denn es ist interessant zu wissen, wie der Verlauf der Brechungsindices und der der Dispersion oberhalb 100° C. sich gestaltet. Es ist nicht unwahrscheinlich, dass das Verhalten des Glases in dem Maasse anders wird, je mehr sich dasselbe seiner Erweichungstemperatur (ca. 400 — 450° C.) nähert. Auch die weitere Frage, ob der Brechungsindex durch eine solche Temperatursteigerung eine bleibende Veränderung erleidet oder nicht, sowie einige andere hierher gehörige Fragen waren von Interesse, im Einzelnen näher erörtert zu werden.

3. Bei den meisten Gläsern war die Zunahme der Absorptionswirkung im Blau und Violett so stark, dass die zur Messung benutzte Quecksilberlinie oft gar nicht mehr sichtbar war. Auf eine Messung der Absorption und der Absorptionsänderung habe ich mich nicht eingelassen. Doch ist nach der oben erwähnten Annahme zu erwarten, dass bei denjenigen Gläsern, welche eine so starke Absorption zeigen, auch eine entsprechende Steigerung der Dispersion vorhanden ist.

Bei Flussspath liegt noch ein besonderes wissenschaftliches Interesse vor, insofern nämlich nach Schumann's Untersuchungen das Absorptionsvermögen im Blau und Ultrablau verschwindend klein ist. Daraus lässt sich folgern, dass, wenn mit wachsender Temperatur die blauen und violetten Spectrallinien an ihrer Schärfe und Deutlichkeit nicht einbüssen, auch eine Zunahme der Dispersion nicht, oder nur in sehr geringem Maasse zu erwarten ist.

4. Die erfolgreiche Herstellung eines Instrumentes, mit dem Messungen von 20—500° mit der nöthigen Feinheit gemacht werden können, verdanke ich Hrn. Pulfrich, der auch die Anregung zu der folgenden Arbeit gegeben hat und der

mir während der ganzen Untersuchung mit Rath und That hülfreich zur Seite stand.

5. Das Instrument wurde in der Optischen Werkstätte von Carl Zeiss in bekannter Güte gebaut und mir in der freundlichsten Weise zur Verfügung gestellt. Ebenso habe ich alle weiteren Hülfsapparate — Prismen, Geissler'sche Röhren etc. — der Optischen Werkstätte und dem Jenaer Glaswerk Schott & Genossen zu verdanken.

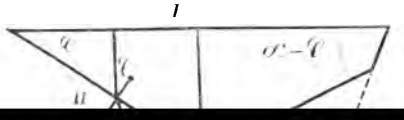
6. Die Messungen wurden im Physikalischen Institute hiesiger Universität vorgenommen und spreche ich Hrn. Prof. Winkelmann für sein freundliches Interesse und seine hülfreiche Führung bei dieser Arbeit meinen aufrichtigen Dank aus.

7. Die Arbeit zerfällt in drei Theile. Der *erste Theil* enthält die Beschreibung der Methode und des benutzten Apparates, der *zweite Theil* die Beobachtungsresultate und der *dritte Theil* die Discussion der Resultate und die Schlussfolgerungen.

Erster Theil.

Methode der Untersuchung; Beschreibung des Apparates.

8. Zu den Versuchen wurde die Abbe'sche Methode der Beobachtung benutzt mit einer Modification, die bereits von Pulfrich[1]) angegeben ist. Es wurde nämlich an das zu untersuchende Prisma eine



[redacted]

lassen sich durch eine Mikrometerschraube leicht ermitteln und daraus die Aenderung des Brechungsvermögens ableiten. Um deshalb die Aenderung der Brechung durch Temperaturänderung zu messen, brauchen wir, abgesehen von dem Erhitzungsapparate: Ein feststehendes Fernrohr und ein drehbares Tischchen für das Prisma mit Mikrometerbewegung.

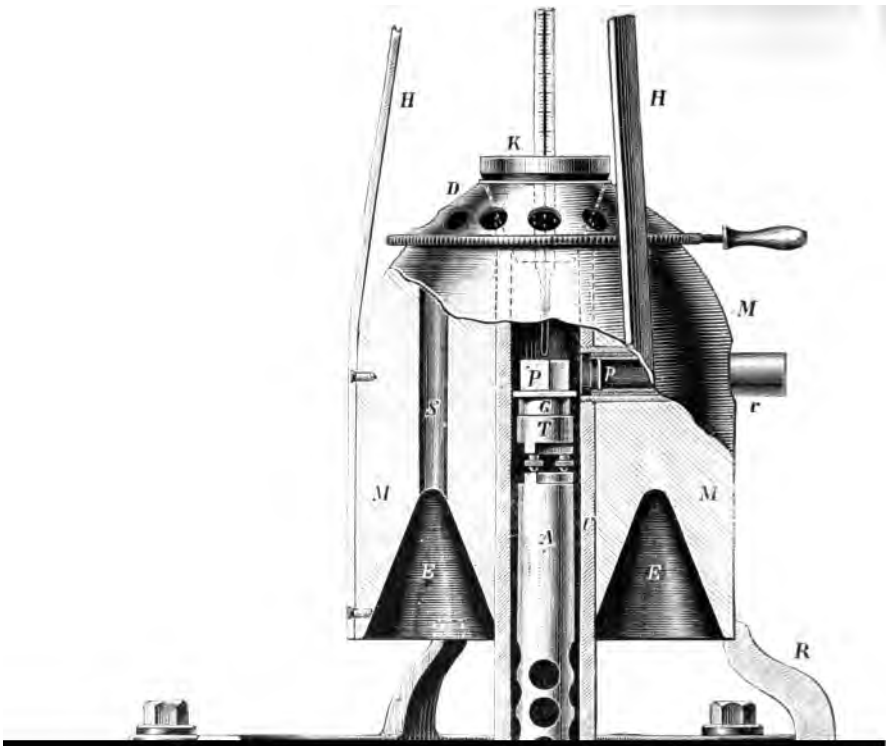
Der Beobachtungsapparat.

Der Heizkörper.

9. Der eigentliche Heizkörper, dessen Einrichtung die Fig. 2 zu erkennen giebt, besteht aus einem ca. 50 Kilo schweren Kupfermantel M, welcher von einem Ring R und drei kräftigen Säulen getragen wird. Derselbe ist mit einer verticalen, cylindrischen Durchbohrung versehen, welche von oben mit einem Metallconus und dem darin eingesetzten Thermometer geschlossen ist, und in welche von unten die ca. 25 cm lange Drehungsaxe A des Beobachtungsapparates mit dem an ihrem oberen Ende befindlichen Prisma hineinragt. In der Höhe des Prismas ist der Kupfermantel von der Mitte nach aussen in horizontaler Richtung durchbohrt, und in diese Durchbohrung, dem Fernrohr gegenüber, ist ein Beobachtungsrohr r eingesetzt. Das Umhüllungsrohr U, welches durch seitliche Einschraubung eines kurzen das Beobachtungsrohr r umschliessenden Rohres festgehalten wird, schliesst sich nach oben durch einen Kupferconus K, der in die ihm entsprechende Ausdrehung sehr genau hineinpasst, um alle Luftbewegungen in der Nähe des Prismas möglichst zu vermeiden. Durch diesen Conus erstreckt sich das Thermometer hinunter bis nahe an die Oberfläche des Prismas, um dem Gefäss des Thermometers und dem Prisma selbst eine möglichst gleiche Lage zu geben.

Im unteren Theil des Kupfermantels befindet sich eine ringförmige Eindrehung E, welche nach oben mit der äusseren Luft durch eine Reihe von verticalen, voneinander gleich weit entfernten Durchbohrungen von ca. 1 cm Durchmesser in Verbindung steht. Diese Schornsteine S lassen sich oben durch einen drehbaren Ring D von dickem Kupferblech mehr oder weniger öffnen und gestatten hierdurch die Erwärmung des Kupfermantels theilweise zu reguliren. Die Erwärmung

geschieht durch gewöhnliche Bunsenbrenner, deren Flammenspitzen in die Eindrehung *E* hineinspielen. Die entstandenen Verbrennungsgase ziehen durch die Schornsteine *S* in die Luft



Der Messapparat.

10. Vollständig unabhängig von dem Heizapparat ist der vorhin erwähnte eigentliche Messapparat montirt: nämlich Fernrohr, Axe und Mikrometer. Die Bewegung der Axe lässt sich zum Zwecke der Aufstellung und Justirung des Prismas leicht aus freier Hand durch ein Speichenrad, das sich an ihrem unteren Ende befindet, ermöglichen, zur Feinbewegung bei der eigentlichen Messung aber dient die mikrometrische Einrichtung, die zweckmässig gleich unter dem Fernrohr angebracht ist. Die Verstellung des Fernrohres in der Verticalebene wird durch einen kurzen Hebelarm mit Daumschraube ermöglicht. Um eine ausreichende Justirung des Prismas zu erlauben, wird der Prismentisch T von drei Stellschrauben getragen.

Auf dem Tischchen befindet sich ein kurzes Glasrohr G, welches oben eine eingeschliffene Glasplatte trägt, worauf das zu untersuchende Prisma P genau im Centrum des Kupfermantels und dem Fernrohr gegenüber sitzt.

Schutzmaassregeln.

11. Um die schädliche Wirkung der Strahlung bez. der Wärmeleitung des Heizkörpers auf den eigentlichen Messapparat möglichst auszuschliessen, wurden folgende Schutzmaassregeln getroffen. Die durch das Axenrohr A herrührende Wärmeleitung nach unten wurde soweit wie möglich vermindert dadurch, dass man das Rohr horizontal mit einer Reihe von aufeinander folgenden senkrechten Durchbohrungen versah, wie aus Fig. 2 leicht zu ersehen ist.

Das vorhin erwähnte Glasrohr G auf dem Tischchen T hat den Zweck, das darauf befindliche Prisma vor einer Wärmezufuhr von unten her zu schützen.

Das seitliche Rohr r hat an jedem Ende eine etwa 2 mm dicke planparallele Glasplatte p, um die Bewegung der eingesperrten heissen Luft und die hierdurch hervorgerufenen Störungen zu beseitigen. Um die Axe, sowie die mikrometrischen Theile des Instrumentes gegen den Einfluss des Heizkörpers zu schützen, dient ein quadratischer Zinkblechkasten Q (Fig. 3) von 3 cm Höhe, durch welchen bei Erwärmung des

Apparates kaltes Wasser fortwährend fliesst. Auch die Axenbüchse ist durch das Gefäss *W* unter Wasser gesetzt. Das Wasser tritt durch den Schlauch *V* in *W* ein, fliesst auf der hinteren Seite nach oben durch einen kurzen Schlauch, füllt den vorgenannten flachen Kasten *Q* und fliesst aus dem Schlauch *Z* wieder ab.

Das Fernrohr und seine Träger wurden gegen Wärmewirkung geschützt, indem man davor einen doppelten Bleiblechschirm *B* mit einer zwischen seinen Platten befindlichen Luftschicht aufstellt. In diesem Luftschichtschirm be-

findet sich ein Hülfsthermometer, welches die Mitteltemperatur des hervorragenden Fadens des Hauptthermometers möglichst genau zu ermitteln gestattet.

Um die Wärmestrahlung möglichst zu vermeiden, sind der Kupfermantel, das Beobachtungsrohr, der untere Theil des Umhüllungsrohres U, sowie der Bleiblechschirm vollständig mit Asbest bekleidet worden. Zu demselben Zweck befindet sich auf der oberen Seite des quadratischen Kastens eine 1 cm dicke Asbestschicht. Durch die beschriebenen Vorkehrungen wurde erreicht, dass alle Theile der mikrometrischen Einrichtung selbst bei 450° C. keine nachweisbare Erwärmung zeigten.

12. Zuerst hatte ich bei meinen Versuchen mit einer Reihe von Schwierigkeiten zu kämpfen. So zeigte anfänglich das Prisma immer bei Erwärmung bis 300° ein vollkommenes Verschwinden der Spectrallinien. Diese Erscheinung wurde durch das Auftreten eines dünnen Niederschlages auf den Prismenflächen verursacht, welcher den Durchgang des Lichtes vollständig verhinderte. Weitere Untersuchungen zeigten, dass diese Störung grösstentheils dadurch hervorgerufen wurde, dass Verbrennungsproducte des Gases durch den Kupfermantel selbst hindurchgingen. Um dies zu vermeiden, wurde das obenerwähnte Messingrohr, Umhüllungsrohr U von 8 mm Wandstärke, in den Kupfermantel eingesetzt und seitlich ein zweites kürzeres, welches das Rohr r umschliesst, eingeschraubt. Um alle durch Oxydation des Kupfers herrührenden Störungen zu beseitigen, wurden das Umhüllungsrohr, sowie der Conus, das Prismentischchen und der obere Theil des Axenrohres gut vernickelt. Nach diesen Vorkehrungen blieben die Prismenflächen selbst bei den höchsten Temperaturen von jedem Niederschlag vollständig frei.

Eine weitere Schwierigkeit bestand in der anfänglich sehr geringen Uebereinstimmung der erhaltenen Resultate mit den Angaben des von Abbe construirten Erhitzungsapparates, mit dem ich des Vergleiches halber wiederholt solche Messungen ausgeführt habe. Die Abweichungen zeigten eine gewisse Regelmässigkeit, indem die mit dem neuen Apparat ermittelten Werthe immer eine um 10—15 Proc. grössere Temperaturwirkung ergaben. Daraus schien hervorzugehen, dass die Temperatur des Prismas in dem neuen Apparat bedeutend

höher war, als das Thermometer anzeigte. Letzteres war in der That der Fall, denn das Prisma stand bei diesen ersten Untersuchungen direct auf dem Metalltischchen und erst nachdem die bereits erwähnte Glasröhre zwischen Tischchen und Prisma eingeschaltet war, ergab sich eine vollständige Uebereinstimmung zwischen den Angaben der beiden Apparate.

Anforderungen der Methode.

13. Die Methode setzt voraus, dass die drei Prismenwinkel unverändert bleiben. Dass dies für isotrope Körper wirklich der Fall ist, zeigen nicht allein die theoretischen Betrachtungen über die nach allen Richtungen gleichmässige Ausdehnung solcher Körper, sondern auch die verschiedenen Untersuchungen von Pulfrich[1]), Vogel[2]) und Dufet.[3]) Bei doppeltbrechenden Krystallen ist wegen der in verschiedenen Richtungen ungleichen Ausdehnung diese Bedingung nur dann erfüllt, wenn, wie es bei den beiden von mir untersuchten einaxigen Krystallen der Fall war, die Prismen so orientirt sind, dass die optische Axe parallel zur brechenden Kante läuft. Es findet dann in der senkrecht zur Axe stehenden Ebene eine gleichmässige Ausdehnung nach allen Richtungen statt.

Da die Methode eine Beleuchtung der Flächen II und III des Prismas (vgl. Fig. 1) verlangt und da ferner infolge der Form des Prismas das Fernrohrobjectiv eine solche Halbirung erleidet, dass die beiden Hälften in der Richtung der zu

daher durch den vorhin erwähnten Schirm und die Klappen vollständig ausgeschlossen werden. Dieses Ziel lässt sich leicht erreichen dadurch, dass man an der Fernrohreinstellung während der Beobachtung nichts ändert und im übrigen die Klappen des Schirmes nur für die Zeit der Messung öffnet.

Formeln etc.

14. Aus dem gemessenen Prismenwinkel φ und dem der D-Linie entsprechenden Ablenkungswinkel α_1 berechnet man den Brechungsindex N_D mittels der Formel

$$N_D = \frac{\sin \alpha_1}{\sin \varphi}. \tag{I}$$

Für irgend eine andere Farbe sei der Ablenkungswinkel $\alpha_1 + \beta$, wo β auf mikrometrischem Wege zu ermitteln ist; so folgt

$$N = \frac{\sin (\alpha_1 + \beta)}{\sin \varphi} \tag{Ia}$$

und

$$N - N_D = \frac{1}{\sin \varphi} \cdot [\sin (\alpha_1 + \beta) - \sin \alpha_1]$$

$$= \frac{1}{\sin \varphi} \cdot 2 \cos \left(\alpha_1 + \frac{\beta}{2} \right) \sin \frac{\beta}{2},$$

oder schliesslich

$$N - N_D = \frac{1}{\sin \varphi} \cdot \cos \left(\alpha_1 + \frac{\beta}{2} \right) \sin \beta, \tag{II}$$

weil β immer klein bleibt.

Um die Aenderung durch Temperatursteigerung abzuleiten, bezeichnen wir die beiden Temperaturen mit t_1 und t_2 ($t_1 < t_2$); bei t_1 beobachtet man den Ablenkungswinkel einer bestimmten Farbe ($\alpha_1 + \beta$), bei t_2 für dieselbe Farbe den Ablenkungswinkel ($\alpha_1 + \beta + \delta_1$). Wenn nun N_1 und N_2 die den beiden Temperaturen entsprechenden Brechungsindices sind, bezogen auf Luft von derselben Temperatur wie das erwärmte Prisma, so erhält man nach (Ia)

$$N_1 = \frac{1}{\sin \varphi} \cdot \sin (\alpha_1 + \beta),$$

$$N_2 = \frac{1}{\sin \varphi} \cdot \sin (\alpha_1 + \beta + \delta_1),$$

und folglich

$$N_2 - N_1 = \frac{1}{\sin \varphi} \cdot \cos \left(\alpha_1 + \beta + \frac{\delta_1}{2} \right) \sin \delta_1. \tag{III}$$

Für die Aenderung des relativen Index pro 1° C. der Mitteltemperatur $t_m = (t_2 + t_1)/2$ entsprechend, bekommen wir

$$(IV) \qquad [\Delta N]_{t_1}^{t_2} = \frac{N_2 - N_1}{t_2 - t_1}.$$

Um die Formel bis zu irgend einem höheren Temperaturintervalle anwendbar zu machen, betrachten wir eine noch höhere Temperatur t_3, den dazu gehörigen Brechungsindex N_3 und die zwischen t_2 und t_3 gemessene Verschiebung δ_2. Wie vorher schreiben wir

$$N_2 = \frac{1}{\sin \varphi} \cdot \sin(\alpha_1 + \beta + \delta_1),$$

$$N_3 = \frac{1}{\sin \varphi} \cdot \sin(\alpha_1 + \beta + \delta_1 + \delta_2),$$

$$N_3 - N_2 = \frac{1}{\sin \varphi} \cdot \cos\left(\alpha_1 + \beta + \delta_1 + \frac{\delta_2}{2}\right) \sin \delta_2$$

$$[\Delta N]_{t_2}^{t_3} = \frac{N_3 - N_2}{t_3 - t_2}.$$

Oder im allgemeinen

$$(V) \qquad N_n - N_{n-1} = \frac{1}{\sin \varphi} \cdot \cos\left(\alpha_1 + \beta + \sum_1^{n-2} \delta + \frac{\delta_{n-1}}{2}\right) \sin \delta_{n-1},$$

$$(VI) \qquad [\Delta N]_{t_{n-1}}^{t_n} = \frac{N_n - N_{n-1}}{t_n - t_{n-1}},$$

wo

$[\Delta N]_{t_{n-1}}^{t_n}$ für die Mitteltemperatur $t = \frac{t_n + t_{n-1}}{2}$

stellen. Infolge dessen liegen die letzten Punkte bedeutend weiter entfernt von der wirklichen Curve $\Delta N = \psi(t)$, wenn diese Curve irgend eine Krümmung hat. Die hier benutzte Formel verlangt aber eine entsprechend genauere Ermittelung der Temperatur und der Verschiebung δ, indem ein Fehler in der Temperaturbestimmung immer einen doppelten Einfluss hat, wie man sich leicht überzeugen kann, wenn man die drei benachbarten Temperaturen t_{n-1}, t_n und t_{n+1} betrachtet. Angenommen t_n sei zu hoch beobachtet, so wird $[\Delta N]_{t_{n-1}}^{t_n}$ zu klein und $[\Delta N]_{t_n}^{t_{n+1}}$ zu gross. Noch grösser ist der Einfluss eines Fehlers in der Verschiebung δ_{n-1}, weil in der Gl. (V) $\sin \delta_{n-1}$ immer das entscheidende Glied ist und für kleine Werthe von δ, $\sin \delta$, sich sehr rasch ändert. Zufolge dieser beiden Umstände wird die Curve selbst bei sorgfältigster Beobachtung oft kleine Unregelmässigkeiten zeigen.

Reduction auf den leeren Raum. Correction des Thermometers.

15. Bezeichnet $\mathfrak{N}_t$ den absoluten Brechungsindex des Körpers bei der Temperatur t, n_t den der Luft bei gleicher Temperatur, so ergiebt sich bekanntlich

$$\mathfrak{N}_t = N_t \cdot n_t. \tag{VII}$$

Nach der Annäherungsformel von Gladstone und Dale, gültig für Luft

$$\frac{n-1}{d} = \frac{n_0 - 1}{d_0} = \text{const.},$$

erhält man

$$n_t = 1 + (n_0 - 1)\,\frac{1}{1+\alpha t} \cdot \frac{b}{760}$$

und daher

$$\mathfrak{N}_t = N_t + N_t \cdot \frac{n_0 - 1}{1+\alpha t} \cdot \frac{b}{760}. \tag{VIIa}$$

In dieser Gleichung bezeichnet n_0 den absoluten Brechungsindex der trockenen Luft bei 0° und 760 mm Barometerstand, α den Ausdehnungscoefficient (0,00367), b den Barometerstand und t die Mitteltemperatur. In ähnlicher Weise findet man die Aenderung des absoluten Index pro 1° C. $\Delta \mathfrak{N}$

(VIIb)
$$\mathfrak{N}_1 = N_1 \cdot n_1,$$
$$\mathfrak{N}_2 = N_2 \cdot n_2,$$
$$\mathfrak{N}_2 - \mathfrak{N}_1 = N_2 n_2 - N_1 n_1$$
$$= (N_2 - N_1) n_2 + N_1 (n_2 - n_1)$$

wo n_2 sich immer sehr wenig von Eins unterscheidet und zwar um so weniger, je höher die Temperatur ist. Da $N_2 - N_1$ auch klein bleibt, so hat man

$$\mathfrak{N}_2 - \mathfrak{N}_1 = N_2 - N_1 + N_1 (n_2 - n_1),$$

oder

(VIII)
$$[\Delta \mathfrak{N}]_{t_1}^{t_2} = \Delta N + N_1 \Delta n$$

gültig für
$$t = \frac{t_2 + t_1}{2}.$$

Um den Factor Δn abzuleiten, bildet man aus

$$n - 1 = (n_0 - 1) \frac{b}{(1 + \alpha t) 760}$$

den für 1° C. geltenden Ausdruck

$$\Delta n = - (n_0 - 1) \frac{\alpha}{(1 + \alpha t)[1 + \alpha (t + 1)]} \cdot \frac{b}{760}.$$

Um die verschiedenen durch Δn bedingten Correctionen leicht auszurechnen, stellt man die verschiedenen möglichen Werthe tabellarisch zusammen und sucht nachher die betreffenden Werthe heraus. Einen Auszug der benutzten Tabelle giebt die folgende Zusammenstellung. Die Werthe von Δn sind in Einheiten der 5. Decimale angeführt.

16. Von den drei in meiner Untersuchung benutzten Thermometern war das erste, dessen Scala bis 105° ging, in 0,1° getheilt, das zweite in 0,2°, Scala bis 225°. Das dritte zwischen 250 und 450° benutzte Thermometer war in ganze Grade getheilt (Scala bis 550° C.). Alle diese Thermometer waren vor meiner Untersuchung in der Reichsanstalt geprüft. Während der Untersuchung wurden sie wiederholt untersucht, ohne dass irgend eine nachweisbare Aenderung des Nullpunktes zu constatiren war. Zur Correction der Ablesungen wegen des hervorragenden Fadens bedient man sich der bekannten, für das Normalglas geltenden Formel

$$S = \frac{n(T-t)}{6100},$$

wo S die Correction bezeichnet, n die Länge des hervorragenden Fadens, in Graden ausgedrückt, T die abgelesene Temperatur, und t die Mitteltemperatur des Fadens, welche durch das Hülfsthermometer ermittelt wurde.

Das Beobachtungsverfahren.

17. Die untersuchten Prismen sind von etwa 25 mm Breite und 15 mm Höhe und haben einen brechenden Winkel von ungefähr 30°. Jedes Prisma wurde zuerst mit dem Abbe'schen Spectrometer untersucht, um den brechenden Winkel q und den der D-Linie entsprechenden Ablenkungswinkel α_1 durch die bekannte Repetitionsmethode genau zu bestimmen. Gleichzeitig wurden auf mikrometrischem Wege die verschiedenen Winkelabstände β der später zu benutzenden Spectrallinien von der D-Linie ermittelt. Aus den so gewonnenen Daten wurden die in Tab. II angegebenen Werthe nach Gl. (II) berechnet.

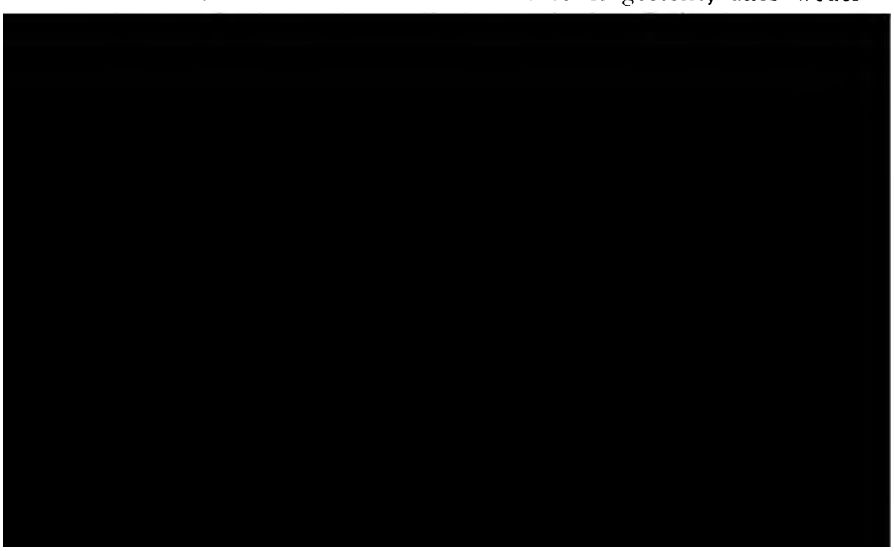
Das Prisma wurde hierauf mit der Hülfsfläche III (Fig. 1) versehen und zur Erhöhung der Reflexionsfähigkeit auf der Hinterfläche gut versilbert. Nachdem in bekannter Weise das Fernrohr des neuen Instrumentes senkrecht zur Drehungsaxe gestellt war, wurde das Prisma auf das kleine Tischchen gebracht und mittels der drei Stellschrauben und des unten auf der Axe befindlichen vorher erwähnten Speichenrades justirt, bis das reflectirte Spaltbild von jeder der drei Flächen genau in gleicher Höhe mit dem Spalt selbst im Gesichtsfeld stand.

Die Untersuchungen wurden mit folgenden Spectrallinien ausgeführt:

H_α (C)	Na_a (D)	H_β (F)	Hg_γ (G'')
λ = 0,6563	0,5893	0,4862	0,4357

Die Hg_γ-Linie wurde der von Pulfrich benutzten H_γ-Linie vorgezogen wegen ihrer grösseren Intensität und der Möglichkeit, diese Intensität durch Erwärmung des Entladungsrohres beträchtlich zu erhöhen. Zur Beleuchtung des Spaltes wurden eine Natriumflamme und ein Geissler'sches Wasserstoffquecksilberrohr benutzt. Durch ein Linsensystem wurden die aus der horizontalen Durchsicht des Rohres austretenden Strahlen zu einem kreisförmigen Bild auf dem Spalt vereinigt. Um die Spectralbilder und das Reflexbild des Spaltes gleichzeitig hell und deutlich zu machen, bedarf es einer gleichmässigen Beleuchtung der beiden Flächen II und III des Prismas. Dieses Ziel wird am leichtesten erreicht dadurch, dass man zuerst von der Objectivseite des Fernrohres aus einiger Entfernung in dasselbe hineinschaut und darauf achtet, dass das Objectiv gleichmässig beleuchtet ist. Während der eigentlichen Beobachtung überzeugt man sich am besten in der Weise von der richtigen Beleuchtung der beiden Prismenhälften, dass man mit Hülfe einer Lupe das vor dem Ocular (im Augenpunkt des Fernrohres) befindliche reelle Bild des Prismas betrachtet.

Das Fernrohr wurde zunächst so eingestellt, dass weder



Nacht stehen, um die gleiche Temperatur für Prisma und Kupfermantel zu erreichen. Am anderen Tag wurden Thermometer und Barometer abgelesen und die erstmalige Durchmessung des Spectrums vorgenommen.

18. Die mikrometrische Messung der Abstände der vier Spectrallinien von der Marke erfolgte stets in fünf unabhängigen Versuchsreihen, bei welchen die Mikrometerschraube abwechselnd in der einen und dann in der anderen Richtung gedreht wurde. Gleichzeitig kam jedesmal eine etwas andere Stelle des Gewindes zum Gebrauch. Aus jeder Reihe wurden dann die für die betreffenden Linien zugehörigen Abstände gebildet und die sämmtlichen Werthe durch Ziehen des Mittels vereinigt.

Nach einer solchen Messung des Spectrums bei Zimmertemperatur wurden die Klappen vor dem Fernrohr geschlossen, der Wasserdurchfluss in Thätigkeit gesetzt und die Bunsenbrenner angezündet. Die Erwärmung von Zimmertemperatur bis 100° dauerte eine halbe Stunde; darnach wurden die Brenner, ausser einem einzigen sehr schwach brennenden, ausgelöscht und die Schornsteine durch den drehbaren Ring *D* geschlossen. Es hatte sich herausgestellt, dass, wenn die gleiche Temperatur beibehalten wurde, das Prisma erst nach ein oder anderthalb Stunden die gleiche Temperatur mit der Umgebung angenommen haben konnte, weil erst dann die Spectrallinien ihre Lage gegen die Marke nicht mehr änderten. Diese Beständigkeit der Temperatur der Prismas ist aber durchaus nothwendig, und so wurde die Durchmessung des Spectrums erst nach dem Verlauf von 1—1 $^1/_2$ Stunden vorgenommen.

19. Die Temperaturregulirung geschah durch den vorhin erwähnten drehbaren Ring und einen vierfachen justirbaren Bunsenbrenner, welcher sehr gut functionirte. Nach einigen Versuchen war es möglich, bei allen den untersuchten Temperaturen den Brenner und den Ring so zu stellen, dass die Temperatur innerhalb zwei bis drei Zehntel Grad constant blieb. Nachdem der Apparat bis zu der höchsten Temperatur erwärmt worden war, wurde er die Nacht über sich selbst zur Abkühlung überlassen und am nächsten Morgen wurde die Messung des Spectrums bei Zimmertemperatur, d. h. nach

vollkommener Abkühlung, nochmals vorgenommen, um irgend eine durch Erwärmung hervorgebrachte Aenderung des Prismas zu constatiren.

Constanten des Apparates und Beispiel einer Versuchsreihe.

20. Um die Mikrometerconstante zu ermitteln, wurde das Spectrum von Prisma *O*. 211, welches eine sehr kleine Temperaturwirkung zeigt, benutzt. Aus vier Versuchsreihen, jede von fünfzig Messungen des Abstandes der *F*- und *C*- bez. *Hg*-Grünlinie, welche früher mit dem Abbe'schen Spectrometer sehr genau ermittelt waren, ergab sich für eine Umdrehung der Mikrometerschraube der Werth von 411,95 Secunden, gültig für ungefähr 25 Umdrehungen. Die Trommel ist in 100 Theile getheilt; ein Trommeltheil ist also gleich 4,119 Secunden.

21. Als Beispiel einer Versuchsreihe nehmen wir folgende Messungen. Abstände und Verschiebungen in der Richtung nach dem Blau werden positiv genommen.

Glas *S* 163.

Brechungswinkel des Prismas $\varphi = 22^0\ 2'\ 30{,}4''$
Einfallswinkel für *D* $a_1 = 45^0\ 11'\ 14{,}7''$
Die Marke liegt zwischen *F* und *G*''. $N_D = 1{,}89035$
$b = 755$ mm.

Versuchsreihe 1.
$t = 20^0$ C.

Angaben der Trommeltheile.

[redacted]

Aus diesen Zahlen ermittelt man den Abstand im Winkelmaass (β) der Spectrallinien von der D-Linie und leitet durch Gleichung (II) folgende Werthe für $N - N_D$ ab.

Berechnete Werthe.

Spectralbezirk	β in Trommeltheilung	β im Winkelmaass	$N - N_D$
$C - D$	− 294,2	− 20′ 11,9″	− 0,01106
$F - D$	776,3	53 17,9	0,02888
$G'' - D$	1453,8	1° 39 49	0,05372

Für die optischen Constanten dieses Glases, welche von den hier angegebenen Werthen abzuleiten sind, sowie für die übrigen untersuchten Körper vgl. Tabelle II.

Versuchsreihe 2.

$t = 101°$.

Abstand der Spectrallinien von der Marke.

						Mittel	w. Fehler
C	− 1703,7	4,4	4,6	4,5	4,3	1704,3	± 0,08 = 0,33″
D	− 1406,0	6,4	6,5	6,6	6,7	1406,44	± 0,08 = 0,33
F	− 619,5	9,2	8,9	9,3	9,2	619,24	± 0,07 = 0,29
G''	68,1	8,4	8,4	7,8	8,9	68,1	± 0,07 = 0,29

Aus den oben gegebenen Werthen rechnet man die durch Temperaturwirkung verursachten Verschiebungen (positiv genommen in der Richtung nach dem Blau) und dann nach Gleichungen (III) und (IV) die Aenderung der relativen Brechungsindices $N_2 - N_1$, für das ganze Temperaturintervall $(t_2 - t_1)$, und die für 1° C. ΔN. Schliesslich erhält man durch Formel (VIII), mittels der in Tabelle I angegebenen entsprechenden Correctionen die Aenderung des absoluten Brechungsindex pro 1° C. $\Delta \mathfrak{N}$. Die ausgerechneten Werthe sind:

$$\left.\begin{matrix} t_2 = 101° \\ t_1 = 20° \end{matrix}\right\} \; t_m = 60{,}5°.$$

Linie	Verschiebung δ_1	$N_2 - N_1$	ΔN	$\Delta \mathfrak{N}$
C	26,9 = 1′ − 50,8″	0,0010 152	1,253	1,119
D	30,6 = 2 − 6	0,0011 450	1,413	1,278
F	41,5 = 2 − 50,9	0,0015 306	1,889	1,752
G''	51,3 = 3 − 31,3	0,0018 635	2,300	2,161

Versuchsreihe 3.

Berechnete Werthe.

$b = 755$ mm $\quad \left.\begin{matrix} t_3 = 150^0 \\ t_2 = 101 \end{matrix}\right\} t_m = 125{,}5^0.$

Linie	δ_2	$\sum_1^{n-2} \delta$	$N_3 - N_2$	ΔN	$\Delta \mathfrak{N}$
C'	17,8 = 1′ − 13,3″	26,9 = 1′ − 50,8″	0,0006 711	1,369	1,275
D	20,1 = 1 − 22,8	30,6 = 2 − 6,0	0,0007 531	1,537	1,442
F	27,3 = 1 − 52,5	41,5 = 2 − 50,9	0,0010 070	2,055	1,959
G''	34,7 = 2 − 23,3	51,3 = 3 − 31,3	0,0012 612	2,574	2,477

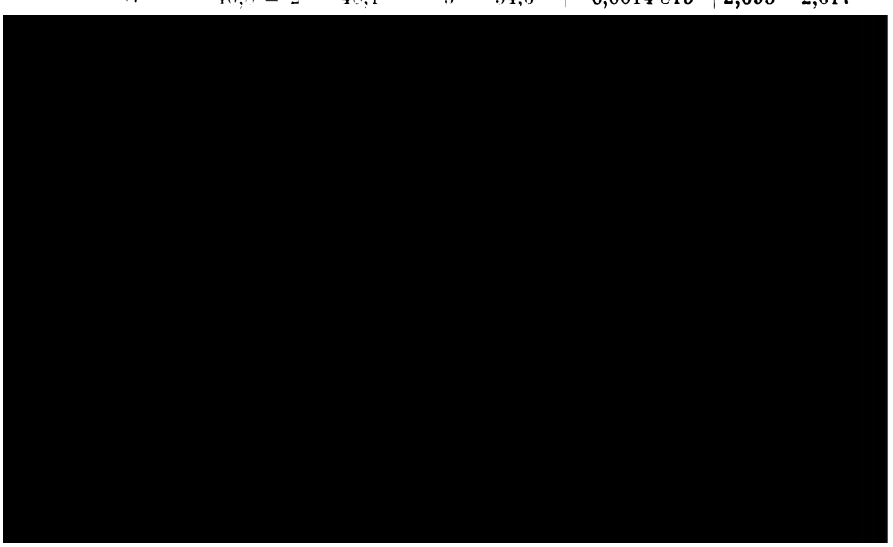
Die übrigen Werthe folgen ohne weitere Bemerkung.

Versuchsreihe 4.

Berechnete Werthe.

$b = 755$ mm $\quad \left.\begin{matrix} t_4 = 205^0 \\ t_3 = 150 \end{matrix}\right\} t_m = 177{,}5^0.$

Linie	δ_3	$\sum_1^{n-2} \delta$	$N_4 - N_3$	ΔN	$\Delta \mathfrak{N}$
C'	21,2 = 1′ − 27,3″	3′ − 4,1″	0,0007 986	1,452	1,379
D	24,5 = 1 − 40,9	3 − 28,8	0,0009 175	1,668	1,594
F	32,2 = 2 − 12,6	4 − 43,4	0,0011 956	2,173	2,098
G''	40,8 = 2 − 48,1	5 − 54,6	0,0014 815	2,693	2,617



Versuchsreihe 6.[1])

Berechnete Werthe.

$b = 755$ mm $\quad t_3 = 364°,\ t_5 = 296 \Big\} t_m = 330°.$

Linie	δ_5	$\sum_1^{n-2}\delta$	$N_3 - N_5$	ΔN	$\Delta \mathfrak{N}$
C	$33{,}4 = 2' - 17{,}7''$	$7' - 13{,}9''$	0,0012 577	1,849	1,808
D	$37{,}6 = 2 - 34{,}9$	$8 - 13{,}8$	0,0014 060	2,068	2,027
F	$51{,}7 = 3 - 33{,}0$	$11 - 5{,}7$	0,0019 010	2,795	2,753
G''	—	—	—	—	—

Versuchsreihe 7.

Nach der Erwärmung $t = 19{,}4°$, $b = 753$ mm.

	Abstand der Spectrallinien von der Marke.					Mittel	Mittel vor Erwärmung $t = 20°$ C.
						Mittel	
C	— 1731,0	30,5	31,0	30,8	30,4	— 1730,74	— 1731,2
D	— 1437,6	37,5	37,5	37,7	37,2	— 1437,50	— 1437,0
F	— 660,3	61,0	60,5	60,7	60,9	— 660,28	— 660,7
G''	16,5	16,8	16,5	16,8	16,9	16,70	16,78

Optische Constanten der untersuchten Körper.

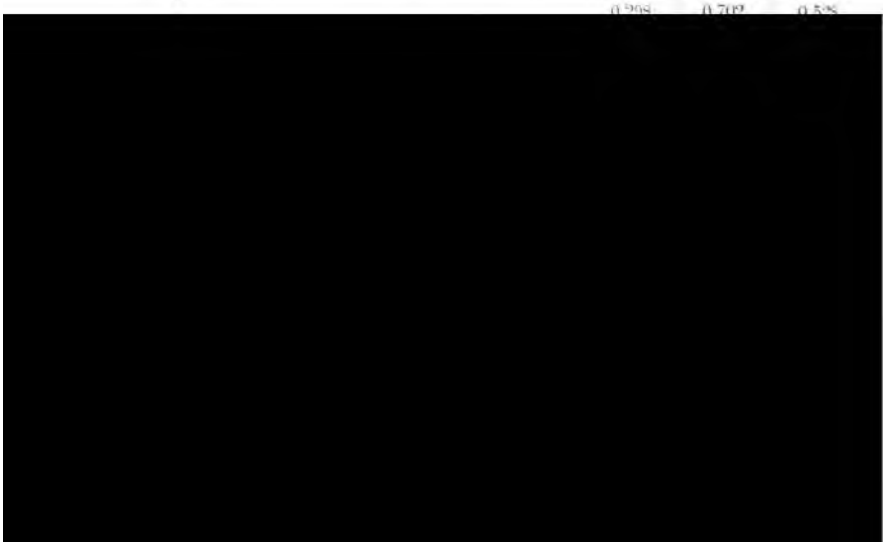
22. Es wurden sieben verschiedene Glassorten von mir untersucht, ferner Kalkspath, Quarz und Flussspath. In der Tabelle II befindet sich eine Zusammenstellung der optischen Constanten, Brechung und Dispersion der verschiedenen untersuchten Körper, wie sie sich aus meinen Messungen ergeben. Diese Werthe nach der bekannten Abbe'schen Anordnung geben den Brechungsindex für die D-Linie und zur Kennzeichnung der Dispersion die Differenzen der Brechungsindices für die Intervalle $C - F$, $C - D$, $D - F$ und $F - G''$. Durch die mittlere Dispersion, dem Intervalle $C - F$ entsprechend, und den Brechungsindex für die D-Linie, wird gebildet der Ausdruck für die sogenannte relative Dispersion

$$\frac{1}{\nu} = \frac{N_F - N_C}{N_D - 1}.$$

1) Bei der Temperatur 364° wurde die G''-Linie vollständig absorbirt.

Tabelle II.

Object	N_D	Mittlere Dispersion $C-F$	$\nu = \frac{N_D-1}{N_F-N_C}$	Partielle Dispersion		
				$C-D$	$D-F$	$F-G''$
S. 57	1,96249	0,04885	19,7	0,01339 0,274	0,03546 0,726	0,03092 0,633
S. 163	1,89035	0,03994	22,3	0,01106 0,277	0,02888 0,723	0,02484 0,622
O. 165	1,75453	0,02743	27,5	0,00768 0,280	0,01975 0,720	0,01646 0,600
O. 154	1,57090	0,01326	43,0	0,00382 0,288	0,00944 0,712	0,00755 0,570
O. 526	1,57171	0,01136	50,4	0,00332 0,292	0,00804 0,709	0,00630 0,555
O. 211	1,57270	0,00903	57,6	0,00295 0,297	0,00698 0,703	0,00552 0,555
O. 1299	1,60987	0,01056	57,4	0,00309 0,292	0,00747 0,797	0,00575 0,544
Kalkspath Ord. Strahl	1,65844	0,01336	49,2	0,00396 0,296	0,00940 0,703	0,00752 0,563
Kalkspath Extraord. Strahl	1,48666	0,00597	81,5	0,00176 0,295	0,00421 0,705	0,00344 0,576
Quarz Extraord. Strahl	1,55325	0,00802	68,9	0,00243 0,303	0,00559 0,697	0,00425 0,530
Quarz Ord. Strahl	1,54421	0,00776	70,1	0,00236 0,304	0,00540 0,696	0,00413 0,532
Flussspath	1,43380	0,00453	96,1	0,00135 0,298	0,00318 0,702	0,00239 0,528



immer eine relative Ausdehnung des entsprechenden Theils des Spectrums. Die Brechungsindices für die D-Linie sind hier für $t = 20^0$ C. reducirt angegeben.

II. Theil.

Beobachtungsresultate.

23. Die Resultate der Messungen bei verschiedenen Temperaturen finden sich in den folgenden Tabellen. An erster

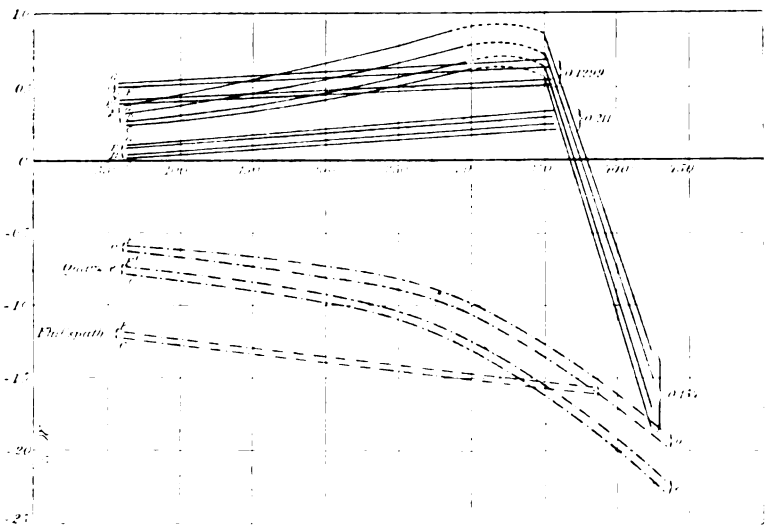
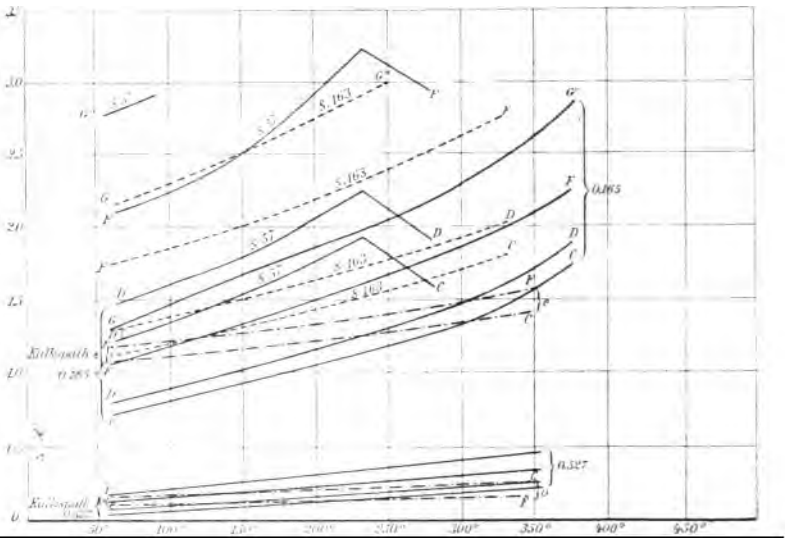


Fig. 4.

Stelle sind die Resultate an Flussspath, Quarz und Kalkspath mitgetheilt und später die an den verschiedenen Glasarten. Besondere Eigenthümlichkeiten werden an Ort und Stelle erwähnt und für die sämmtlichen untersuchten Körper geben die Curven (Fig. 4 u. 5) einen anschaulichen Ueberblick.

Der Freundlichkeit des Hrn. Schott verdanke ich die in Tabelle III angegebenen Schmelztemperaturen der verschiedenen von mir untersuchten Gläser. Diese Zahlen muss man jedoch nur als Näherungswerthe betrachten. In den drei Fällen, welche durch Ausrufungszeichen markirt sind, sind die Erweichungstemperaturen nach der Methode des Verschwindens

von Spannungen ermittelt worden.[1]) Bei allen Gläsern liegt aber diese Erweichungstemperatur weit unterhalb derjenigen Temperatur, bei welcher eine sichtbare Beweglichkeit des Glases stattfindet. Wenn nun, wie wahrscheinlich ist, die Molecularstructur des Glases sich zu ändern anfängt, sobald der Erweichungspunkt erreicht wird, so werden die Gläser bezüglich des Brechungsvermögens und der Dispersion schon bei der Erweichungstemperatur eine Eigenthümlichkeit in ihrem optischen Verhalten erwarten lassen.



O. 1805, *O.* 165 und *S.* 163. Bei den letzten zwei muss der Schmelzpunkt sehr viel höher liegen, weil, wie man sieht, die angegebene Schmelztemperatur weit überschritten worden ist, ohne dass die Form des Prismas irgend eine Aenderung zeigte.

Tabelle III.

Bezeichnung	Angenäherte Schmelzpunkte	N_D vor Erwärmung	Höchste Versuchstemperatur	N'_D nach der Erwärmung und relativ raschen Abkühlung	$N_D - N'_D$ in Einheiten der 5. Decimale
S. 57	250° — 300°	1,96243	299°	1,96162	81
S. 163	250 — 300 ?	1,89033	364	1,89016	17
O. 165	300 — 330	1,75448	408	1,75434	14
O. 211	470 — 490 !	1,57270	406	1,57270	± 0
O. 527	410 — 450	1,57170	406	1,57170	± 0
O. 154	380 — 400	1,57089	452	1,56996	93
O. 1299	490 — 500 !	1,60982	404	1,20983	— 1

Flussspath.

$q = 25° 20' 47''$. $a_1 = 37° 51' 54''$. $b = 757$.

Resultate.

Linie	$t_m = 58{,}8°$		$t_m = 66{,}9°$		$t_m = 152{,}9°$	
	ΔN	$\Delta \mathfrak{N}$	ΔN	$N\mathfrak{N}$	ΔN	$\Delta \mathfrak{N}$
C	— 1,111	— 1,215	— 1,114	— 1,213	— 1,271	— 1,334
D	— 1,092	— 1,196	— 1,103	— 1,202	— 1,263	— 1,226
F	— 1,067	— 1,171	— 1,083	— 1,182	— 1,224	— 1,387
G''	— 1,057	— 1,161	— 1,074	— 1,173	— 1,215	— 1,278

Resultate.

Linie	$t_m = 233°$		$t_m = 277{,}5°$		$t_m = 326{,}5°$		$t_m = 385°$	
	ΔN	$\Delta \mathfrak{N}$	ΔN	$\Delta \mathfrak{N}$	ΔN	$\Delta \mathfrak{N}$	ΔN	$\Delta \mathfrak{N}$
C	— 1,332	— 1,377	— 1,443	— 1,481	— 1,508	— 1,540	— 1,604	— 1,625
D	— 1,318	— 1,363	— 1,432	— 1,470	— 1,493	— 1,525	— 1,584	— 1,605
F	— 1,281	— 1,326	— 1,387	— 1,425	— 1,456	— 1,488	— 1,535	— 1,556
G''	— 1,267	— 1,313	— 1,378	— 1,416	— 1,443	— 1,475	— 1,521	— 1,542

24. Die Tabelle für Flussspath zeigt eine regelmässige Veränderung von $\Delta \mathfrak{N}$, und zwar eine geringe Zunahme des

absoluten Werthes mit steigender Temperatur, ebenso wie es früher bei Quarz gefunden worden ist. Ferner sieht man aus den für C und F angegebenen Abständen bei Zimmertemperatur und bei 412°, dass die Vergrösserung des Spectrums, das heisst die Steigerung der Dispersion, nur 5,2 Trommeltheile oder 21,4″ für das ganze Temperaturintervall beträgt. Aus den entsprechenden Curven (Fig. 4) ist der regelmässige geradlinige Verlauf von $\Delta\mathfrak{N}$ deutlich ersichtlich.

Zur Erklärung der sämmtlichen angegebenen Curven sei bemerkt, dass als Abscissen die mittleren Temperaturen t_m, als Ordinaten die Werthe $\Delta\mathfrak{N}$ aufgetragen worden sind.

Quarz.

$q = 29° 58' 35''$. $\alpha_{1\,o} = 50° 29' 33''$. $\alpha_{1\,e} = 50° 54' 5''$. $b = 748$.

Ord. Strahl, senkrecht zur opt. Axe.

Resultate.

Linie	$t_m = 61{,}2°$		$t_m = 125{,}2°$		$t_m = 177°$	
	ΔN	$\Delta\mathfrak{N}$	ΔN	$\Delta\mathfrak{N}$	ΔN	$\Delta\mathfrak{N}$
C	— 0,506	— 0,615	— 0,614	— 0,691	— 0,711	— 0,771
D	— 0,498	— 0,607	— 0,596	— 0,673	— 0,700	— 0,760
F	— 0,463	— 0,572	— 0,550	— 0,627	— 0,632	— 0,692
G''	— 0,451	— 0,561	— 0,533	— 0,610	— 0,620	— 0,680

Resultate.

	$t_m = 227{,}5°$	$t_m = 275°$	$t_m = 328°$	$t_m = 385°$

Quarz.

$q = 29^\circ\ 58'\ 35''$, $\alpha_{1o} = 50^\circ\ 29'\ 33''$, $\alpha_{1e} = 50^\circ\ 54'\ 5''$.

Extraord. Strahl, senkrecht zur opt. Axe.

Resultate.

Linie	$t_m = 61{,}2^\circ$		$t_m = 125{,}2^\circ$		$t_m = 177{,}0^\circ$	
	ΔN	$\Delta \mathfrak{N}$	ΔN	$\Delta \mathfrak{N}$	ΔN	$\Delta \mathfrak{N}$
C'	— 0,664	— 0,773	— 0,766	— 0,843	— 0,884	— 0,944
D	— 0,656	— 0,766	— 0,752	— 0,829	— 0,873	— 0,933
F	— 0,613	— 0,723	— 0,711	— 0,789	— 0,830	— 0,890
G''	— 0,597	— 0,707	— 0,693	— 0,771	— 0,812	— 0,873

Resultate.

Linie	$t_m = 227{,}5^\circ$		$t_m = 275^\circ$		$t_m = 328^\circ$		$t_m = 385^\circ$	
	ΔN	$\Delta \mathfrak{N}$	ΔN	$\Delta \mathfrak{N}$	ΔN	$\Delta \mathfrak{N}$	ΔN	$\Delta \mathfrak{N}$
C'	— 0,981	— 1,030	— 1,150	— 1,191	— 1,393	— 1,427	— 1,831	— 1,859
D	— 0,963	— 1,012	— 1,137	— 1,178	— 1,385	— 1,419	— 1,812	— 1,840
F	— 0,928	— 0,977	— 1,092	— 1,133	— 1,341	— 1,375	— 1,760	— 1,788
G''	— 0,903	— 0,952	— 1,065	— 1,106	— 1,314	— 1,348	— 1,725	— 1,753

Linie	Verschbg. δ zwischen 412 – 458°		$t_m = 435^\circ$	
			ΔN	$\Delta \mathfrak{N}$
C'	— 40,8	— 2′ 48,1″	— 2,251	— 2,275
D	— 40,5	— 2 46,8	— 2,229	— 2,253
F	— 39,6	— 2 43,1	— 2,167	— 2,191
G''	— 39,0	— 2 40,7	— 2,125	— 2,149

25. Hier sieht man deutlich eine zuerst geringe, aber bei höheren Temperaturen sehr starke Abnahme des Brechungsvermögens, sowohl für den ordinären, als auch für den extraordinären Strahl, während die Dispersion allmählich aber stetig zunimmt. (Vgl. Fig. 4.)

Kalkspath.

$\varphi = 17^\circ\ 00'\ 54''$, $\alpha_{1o} = 29^\circ\ 01'\ 53''$, $\alpha_{1e} = 25^\circ\ 47'\ 05''$, $b = 759$.

Ord. Strahl, senkrecht zur Axe.

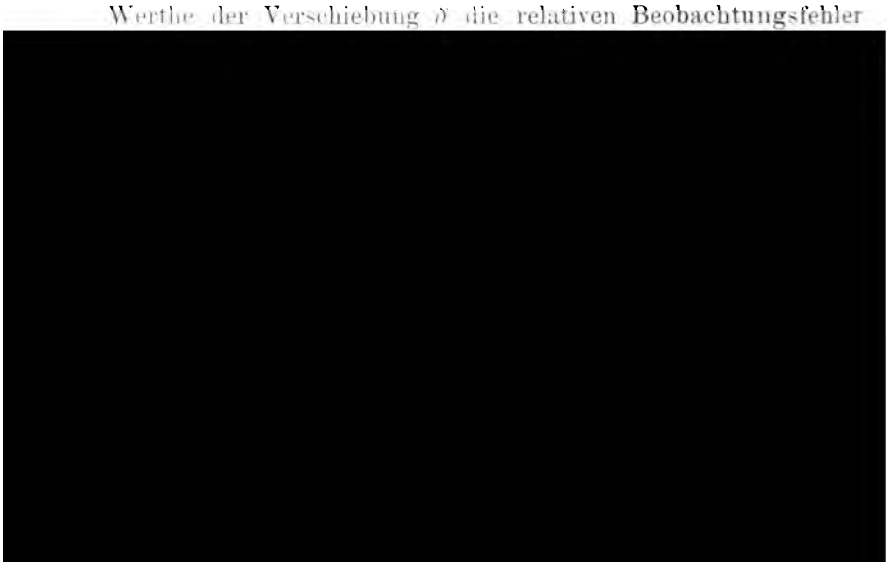
Resultate.

Linie	$t_m = 57{,}1^\circ$		$t_m = 152{,}1^\circ$		$t_m = 248{,}5^\circ$		$t_m = 349^\circ$	
	ΔN	$\Delta\mathfrak{N}$	ΔN	$\Delta\mathfrak{N}$	ΔN	$\Delta\mathfrak{N}$	ΔN	$\Delta\mathfrak{N}$
C	0,188	0,071	0,170	0,100	0,169	0,120	0,186	0,152
D	0,195	0,078	0,170	0,100	0,181	0,132	0,202	0,168
F	0,252	0,134	0,230	0,159	0,250	0,201	0,270	0,236
G″	0,263	0,144	0,236	0,165	0,263	0,214	0,280	0,246

Resultate.

Linie	$t_m = 57{,}1^\circ$		$t_m = 152{,}1^\circ$		$t_m = 248{,}5^\circ$		$t_m = 349^\circ$	
	ΔN	$\Delta\mathfrak{N}$	ΔN	$\Delta\mathfrak{N}$	ΔN	$\Delta\mathfrak{N}$	ΔN	$\Delta\mathfrak{N}$
C	1,167	1,062	1,216	1,153	1,319	1,275	1,443	1,413
D	1,199	1,094	1,248	1,185	1,357	1,313	1,465	1,435
F	1,285	1,179	1,336	1,273	1,348	1,404	1,591	1,560
G″	1,298	1,192	1,353	1,289	1,466	1,422	1,620	1,589

26. Die oben gegebenen Werthe zeigen für den extraordinären Strahl eine starke *Zunahme* der Brechungsexponenten, welche mit wachsender Temperatur langsam und regelmässig wächst. Der ordinäre Strahl nimmt in seinem Brechungsvermögen sehr wenig zu, aber auch hier wächst diese Zunahme mit der Temperatur, jedoch sind, wegen der sehr kleinen Werthe der Verschiebung δ die relativen Beobachtungsfehler



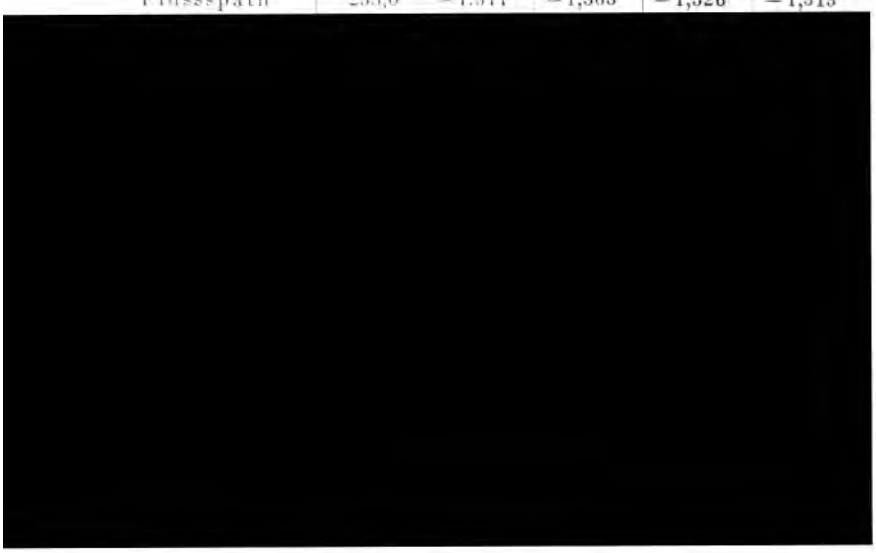
bei diesen Gläsern sehr klein ist. Dementsprechend bleiben auch bei höherer Temperatur die Spectrallinien hell und scharf. Der Schmelzpunkt für jedes dieser Gläser liegt beträchtlich höher als die höchste untersuchte Temperatur.

Tabelle IV.

Aenderung der absoluten Brechungsindices pro 1° C. Temperaturerhöhung.

Benennung	Mittel-temperatur	*C*	*D*	*F*	*G'*
		in Einheiten der 5. Decimale			
S. 57 Schwerstes Silicatflint	62,6°	1,218	1,472	2,110	2,800
	156,2	1,579	1,809	2,536	—
	233,0	1,928	2,251	3,212	—
	281,0	1,591	1,911	2,918	—
S. 163 Schwerstes Silicatflint	60,5	1,119	1,278	1,752	2,161
	125,5	1,275	1,442	1,959	2,477
	177,5	1,379	1,594	2,098	2,617
	250,5	1,577	1,783	2,396	2,992
	330,0	1,808	2,027	2,753	—
O. 165 Schweres Silicatflint	57,7	0,703	0,778	1,058	1,294
	126,0	0,916	1,051	1,302	1,668
	176,5	0,960	1,092	1,430	1,714
	231,0	1,127	1,237	1,632	1,993
	280,5	1,277	1,396	1,790	2,140
	325,0	1,382	1,544	1,960	2,405
	379,0	1,758	1,904	2,263	2,893
O. 154 Leichtes Silicatflint	58,0	0,226	0,250	0,307	0,360
	149,6	0,324	0,362	0,456	0,548
	251,5	0,509	0,568	0,666	0,768
	351,5	0,577	0,639	0,751	0,870
	436,5	−1,861	−1,720	−1,504	−1,329
O. 527 Baryt Leichtflint	56,5	0,014	0,045	0,107	0,150
	157,1	0,094	0,111	0,179	0,246
	261,5	0,144	0,167	0,249	0,355
	357,0	0,217	0,249	0,350	0,461
O. 211 Schweres Baryum Silicatcrown	61,2	0,024	0,035	0,092	0,099
	154,0	0,096	0,113	0,152	0,186
	259,0	0,156	0,174	0,223	0,258
	358,0	0,221	0,247	0,297	0,340

Benennung	Mittel-temperatur	*C*	*D*	*F*	*G''*
		in Einheiten der 5. Decimale			
O. 1299	55,9°	0,394	0,410	0,504	0,528
	148,0	0,419	0,444	0,543	0,577
	251,0	0,455	0,489	0,603	0,629
	356,5	0,509	0,555	0,648	0,682
Quarz ord. Strahl, senkrecht zur Axe	61,2	−0,615	−0,607	−0,572	−0,561
	125,2	−0,691	−0,673	−0,627	−0,610
	177,0	−0,771	−0,760	−0,692	−0,680
	227,5	−0,854	−0,842	−0,788	−0,771
	275,0	−0,967	−0,949	−0,888	−0,864
	328,0	−1,199	−1,184	−1,126	−1,107
	385,0	−1,585	−1,568	−1,517	−1,491
	435,0	−1,952	−1,927	−1,860	−1,826
Quarz extraord. Strahl, senkrecht zur Axe	61,2	−0,773	−0,766	−0,723	−0,707
	125,2	−0,843	−0,829	−0,789	−0,771
	177,0	−0,944	−0,933	−0,890	−0,873
	227,5	−1,030	−1,012	−0,977	−0,952
	275,0	−1,191	−1,178	−1,132	−1,106
	328,0	−1,427	−1,419	−1,375	−1,348
	385,0	−1,859	−1,840	−1,788	−1,753
	435,0	−2,275	−2,253	−2,191	−2,149
Flussspath	58,8	−1,215	−1,196	−1,171	−1,161
	66,9	−1,213	−1,202	−1,182	−1,173
	152,9	−1,334	−1,326	−1,287	−1,278
	233,0	−1,377	−1,363	−1,326	−1,313



vermögens als auch der Dispersion. Besonders ist dies der Fall mit *S.* 163, wo, wegen der erhöhten Absorption, die *G''*-Linie bei einer Temperatur von etwa über 300° verschwindet und die anderen Linien von ihrer Intensität sehr viel einbüssen.

Das Glas *S.* 57 zeichnet sich aus durch eine grosse Zunahme des Brechungsvermögens und eine mächtige Steigerung der Dispersion, namentlich im Blau und Ultrablau. Auch hier tritt die Absorption so stark hervor, dass die *G''*-Linie zwischen 100° und 120° vollständig verschwindet. Das Anwachsen des Brechungsvermögens aber erreicht ein Maximum zwischen 200° und 250°; die Werthe von $\Delta\mathfrak{N}$ für die mittlere Temperatur 281° sind schon erheblich kleiner als diejenigen für 233°. Es sei darauf hingewiesen, dass der taxirte Schmelzpunkt etwa zwischen 250° und 300° liegt, und dies kann als eine Erklärung für das Verhalten des Brechungsindex bei diesen Temperaturen angesehen werden. Die Dispersion aber leidet keine Umkehrung, sie nimmt trotz der Abnahme des Brechungsindex weiter zu. (Vergl. Fig. 5.)

Bei dem Glas *O.* 154 finden wir eine beträchtliche Steigerung in den Werthen des $\Delta\mathfrak{N}$, welche zwischen den mittleren Temperaturen 250° und 355° ein Maximum erreichen. In dem letzten Intervalle kehrt sich die Verschiebung um, indem die Linien jetzt in der Richtung nach dem rothen Ende des Spectrums zu fortrücken. Für dieses Temperaturintervall nimmt daher $\Delta\mathfrak{N}$ einen negativen Werth an und zwar, absolut betrachtet, einen viel grösseren als vorher. Daraus geht hervor, dass für irgend ein bestimmtes Temperatur-Intervall zwischen 300° und 400° der Brechungsindex constant bleibt und darnach schnell abnimmt. (Fig. 4.)

Die Dispersion steigt auch hier trotz der verminderten Brechung fortwährend. Hier liegt der taxirte Schmelzpunkt zwischen den Temperaturen 380° und 400°. Die Umkehrung in der Curve für $\Delta\mathfrak{N}$ habe ich nur bei den beiden letzten Gläsern beobachtet, wahrscheinlich weil wegen des Verschwindens der Silberschicht und der damit verbundenen Erschwerung der Beobachtung der Erwärmungsprocess unterbrochen wurde, bevor die wahrscheinliche Erweichungstemperatur erreicht war.

Ich beabsichtige, die Beobachtungen weiter fortzusetzen und die betreffenden Erscheinungen genauer zu studiren.

III. Theil.

Discussion der Resultate.

Die Genauigkeitsgrenze der Resultate.

28. Wegen der grossen Verschiedenheit in der Temperaturwirkung auf das Brechungsvermögen der untersuchten Körper wird eine scharfe Ermittelung der Genauigkeitsgrenzen beträchtlich erschwert. Bei einer Substanz, welche einen sehr grossen Werth von ΔN besitzt, wird der Einfluss eines Fehlers in der Temperaturablesung für ein Intervall, beispielsweise von 50°, relativ sehr gross, während der Fehler in der Bestimmung von δ einen sehr kleinen Einfluss ausübt. Umgekehrt wird bei sehr kleinen Werthen von ΔN und einem Temperaturintervall von etwa 100° die Wirkung eines Fehlers in der Temperaturbestimmung verschwindend klein und die des Fehlers von δ relativ sehr gross. Wir wollen versuchen, diejenige Zahl zu finden, über welche die Unsicherheit der hier mitgetheilten Werthe von ΔN nicht hinausgeht.

Zu diesem Zweck wurden früher die wahrscheinlichen Fehler für die hintereinander folgenden Messungen des Abstandes der Spectrallinien von der Marke ausgerechnet. Aus diesem Werthe sieht man, dass in dem ausgewählten Beispiel der mittlere wahrscheinliche Fehler für die F-Linie $\pm 0{,}06$ eines Trommeltheiles, also $\pm 0{,}25''$ beträgt. Für die D-Linie ist der Werth, entweder wegen der nicht vollkommenen Homogenität des Lichtes, oder wegen der breiteren Licht-

bewirkt für ein Temperaturintervall von 100° im ΔN einen mittleren Fehler von rund $\pm 0{,}14$ Proc. des Werthes von ΔN; also rund zwei Einheiten in der 8. Decimale. Berechnet man nun den gesammten Einfluss der Beobachtungsfehler auf das Resultat durch Anwendung der Formel

$$F = \pm \sqrt{F_s^2 + F_t^2},$$

so erhält man für Thermometer I und II und ein Temperaturintervall von 1° C. für die

$$D\text{-Linie } \pm 0{,}0104 \,.\, 10^{-5},$$
$$F\text{-Linie } \pm 0{,}0048 \,.\, 10^{-5}.$$

Für Thermometer III beträgt der Ablesungsfehler in der Temperatur $\pm 0{,}3°$, dies verursacht für das zu bestimmende Temperaturintervall $\Delta t = t_2 - t_1$ einen mittleren Fehler von $\pm 0{,}42°$, also für ein Temperaturintervall von 50°, in ΔN einen mittleren Fehler von 0,8 Proc. des Werthes von ΔN, also $0{,}022 \,.\, 10^{-5}$. Für den gesammten Einfluss der beiden Fehlerquellen auf das Resultat findet man nach obiger Formel für die

$$D\text{-Linie } \pm 0{,}024 \,.\, 10^{-5},$$
$$F\text{-Linie } \pm 0{,}022 \,.\, 10^{-5}.$$

Dieser Werth kann wohl als untere Grenze der Genauigkeit betrachtet werden, weil wir hier den ungünstigsten Fall, nämlich Thermometer III, ein Temperaturintervall von 50° und einen sehr grossen Werth von ΔN angenommen haben. In den meisten Fällen kann man annehmen, dass die Unsicherheit der Werthe von ΔN nicht über $\pm 0{,}008 \,.\, 10^{-5}$ hinausgeht.

Die hier angegebenen Resultate sind Ergebnisse der directen Beobachtung. Eine Ausgleichung mittels der Methode der kleinsten Quadrate behalte ich für eine spätere Gelegenheit vor.

Vergleich mit den Resultaten anderer Beobachter.

29. Wegen der Verschiedenheit der Methoden und da bei dem einen oder anderen Beobachter Angaben über manche Einzelheiten fehlen, können die von anderen Beobachtern gefundenen Werthe nicht direct mit den von mir gefundenen verglichen werden.

Soweit, wie es möglich war, habe ich von den mir bekannt gewordenen Resultaten die einigermaassen vergleichbaren in folgenden Tabellen zusammengestellt. Die folgenden Tabellen geben die Werthe von $\Delta\mathfrak{N}$ für die angeführten mittleren Temperaturen und die entsprechende Linie an.

Flussspath.
Werthe von $\Delta\mathfrak{N}$.

Beobachter	t_m	C	D	F
Stefan	57,3°	— 1,24	— 1,23	— 1,24
Pulfrich	60,5	— 1,220	— 1,206	— 1,170
Reed	58,8	— 1,216	— 1,196	— 1,171
	66,9	— 1,213	— 1,202	— 1,182
Baillé			— 1,20	
Dufet	27,0		— 1,34	

Quarz.

	Ord.	Werthe von $\Delta\mathfrak{N}$.			Extraord.		
Beobachter	C_o	D_0	F_0	t_m	C_e	D_e	F_e
Fizeau[1])		−0,600		30°		−0,714	
Dufet[2])		−0,628		60		−0,744	
Pulfrich	−0,649	−0,638	−0,599	59,6	−0,761	−0,754	−0,715
Reed	−0,615	−0,615	−0,572	61,2	−0,773	−0,766	−0,723

Die vorstehende Tabelle zeigt, dass die von mir gefundenen Resultate für Quarz um drei Einheiten in der siebenten Decimale für den ordinären Strahl von denen Pulfrich's ab-

erhielt aus seinen Beobachtungen folgende Formel, gültig für die Hg-Grünlinie $\lambda = 0{,}5461$;

$$\Delta\,\mathfrak{N} = -\,10^{-5}(0{,}5882 - 0{,}000\,272\,t + 0{,}000\,005\,327\,t^2).$$

Die folgende Tabelle zeigt die von mir gefundenen Werthe von $\Delta\,\mathfrak{N}$ für D_0 und F_0 und dazwischen sind eingeschaltet die für die entsprechenden Temperaturen nach der obigen Formel ausgerechneten Werthe der Hg-Grünlinie.

t_m	D_0	Hg-Grün$_0$	F_0
61,2°	— 0,607	— 0,591	— 0,572
125,2	— 0,673	— 0,637	— 0,627
177,0	— 0,760	— 0,707	— 0,692
227,5	— 0,842	— 0,803	— 0,788
275,0	— 0,949	— 0,910	— 0,888
328,0$_0$	— 1,184	— 1,062	— 1,126
385,0	— 1,568	— 1,291	— 1,517
435,0	— 1,927	— 1,585	— 1,860

Ein Blick auf die Tabelle zeigt, dass die nach der Formel von Reimerdes für die Hg-Grünlinie berechneten Werthe bis zu 275° gleichmässig zwischen den für D_0- und F-Linie vom Verfasser gefundenen Werthen stehen und beweist somit die Anwendbarkeit dieser Formel bis zu dieser Temperaturhöhe. Nach den hier mitgetheilten Beobachtungen wird durch Einfügung einer weiteren Potenz von t die Formel auch für höhere Temperaturen ausreichen.

Kalkspath.
Werthe von $\Delta\,\mathfrak{N}$.

Beobachter	t_m	C_0	D_0	F_0	C_e	D_e	F_e
Offret	50,0°		0,040			1,060	
Vogel	59,5	0,079	0,089	0,092	1,020	1,024	1,069
Reed	57,1	0,070	0,078	0,134	1,062	1,094	1,179

Für Kalkspath lagen nur die Beobachtungen von Offret[1]) und Vogel[2]) vor, mit welchen die meinigen für den extraordinären Strahl sehr gut, für den ordinären, wie es wegen

1) Offret, Bull. de la Soc. franç. de min. **10.** p. 405—697.
2) F. Vogel, l. c.

der ausserordentlich geringen zu messenden Verschiebung nicht anders zu erwarten ist, nur annähernd übereinstimmen.

Von den hier durch mich untersuchten Gläsern sind fünf früher durch Hrn. Pulfrich bis zu 100° untersucht worden. Die beiderseitigen Resultate zwischen diesen Temperaturen sind daher direct vergleichbar und werden in nachstehender Tabelle zusammengestellt. Trotz der Verschiedenheit der Instrumente herrscht, wie man sich leicht überzeugen kann, eine sehr befriedigende Uebereinstimmung darin.

Verschiedene Gläser.

	S. 57.				*O.* 165.			
Beobachter	t_m	*C*	*D*	*F*	t_m	*C*	*D*	*F*
Pulfrich	58,8°	1,204	1,449	2,090	56,7°	0,700	0,775	1,051
Reed	62,7	1,218	1,472	2,110	57,7	0,703	0,778	1,058

	O. 211.				*O.* 154.			
Beobachter	t_m	*C*	*D*	*F*	t_m	*C*	*D*	*F*
Pulfrich	57,8°	0,021	0,040	0,103	58,4°	0,225	0,261	0,334
Reed	61,2	0,024	0,035	0,092	58,0	0,226	0,250	0,307

O. 527.

Beobachter	t_m	*C*	*D*	*F*
Pulfrich	58,3°	0,008	0,014	0,080
Reed	56,5	0,014	0,047	0,107

Schlussfolgerungen.

30. Die im Vorstehenden gegebenen Beobachtungen möchte ich in folgenden Sätzen zusammenfassen:

1. Die von Pulfrich bemerkte Steigerung der Dispersion mit wachsender Temperatur findet bei den sämmtlichen von mir untersuchten festen Körpern statt, selbst in den Fällen, wo eine bedeutende Abnahme des Brechungsindex vorhanden ist.

2. Die verschiedenen Körper verhalten sich bezüglich der Aenderung ihrer Brechungsexponenten mit wachsender Temperatur verschieden. Von den hier untersuchten Körpern zeigt mit wachsender Temperatur

eine Abnahme	eine Zunahme
des Brechungsexponenten:	
Flussspath.	Kalkspath.
Quarz.	Alle von mir untersuchten
Gläser nach erreichter Erweichungstemperatur.	Gläser bis in die Nähe der Erweichungstemperatur.

3. Die Curve für die Aenderung des Brechungsvermögens beim Flussspath (Fig. 4) zeigt eine geringe und fast ganz gleichmässig verlaufende Abnahme; ebenso ist die Zunahme der Dispersion bez. der Ausdehnung des Spectrums sehr gering, nur 21,4″ für 400°. Diese Beobachtung steht gut in Einklang mit der bekannten geringen Absorptionskraft des Flussspaths, indem selbst bei den höchsten erreichten Temperaturen die blauen und violetten Theile des Spectrums ganz scharf und deutlich bleiben; ebenso auch mit der allgemeinen Schlussfolgerung Pulfrich's über den Zusammenhang von Absorption und Dispersion, nämlich dass da, wo wir keine steigende Dispersion durch Erwärmung beobachten, auch eine Steigerung der Absorptionsfähigkeit nicht wohl anzunehmen ist.

4. Quarz zeigt eine sehr starke Abnahme des Brechungsvermögens, die um so grösser wird, je mehr die Temperatur wächst, sowohl für den ordinären als den extraordinären Strahl. (Vgl. Fig. 4.)

5. Bei Kalkspath nimmt dagegen das Brechungsvermögen bedeutend zu für den extraordinären Strahl, sehr wenig aber für den ordinären Strahl. Die den beiden Strahlen entsprechenden Curven verlaufen nahezu geradlinig. (Vgl. Fig. 5.)

6. Sämmtliche von mir untersuchte Gläser zeigen mit wachsender Temperatur eine Zunahme des Brechungsexponenten, wie schon früher von Stefan[1]), Vogel[2]) und Pulfrich[3]) constatirt worden ist. Diese Zunahme besteht aber nur bis zu einer gewissen Grenze; bei zwei Gläsern gelang es mir, diese Grenze zu überschreiten und eine sehr starke Abnahme des Brechungsvermögens bei fortschreitender Erwärmung zu constatiren. (Vgl. Curve für *S.* 57 und *O.* 154.)

1) Stefan, Sitzungsber. d. k. Gesellsch. d. Wissensch. zu Wien II. **63.** p. 239. 1871.

2) F. Vogel, l. c.

3) Pulfrich l. c.

Diese Umkehrung in der Temperaturwirkung auf das Brechungsvermögen findet bei einer Temperatur statt, wo man nach diesbezüglichen Angaben die Erweichungstemperatur der Gläser zu vermuthen hat, und es ist nicht unwahrscheinlich, dass gerade dieser Umstand die Aenderung bewirkt. Würde man die Erwärmung der anderen Gläser, deren Erweichungstemperatur ungefähr 200° höher liegt, bis zu dieser Temperatur fortsetzen, so würde sich vermuthlich auch bei ihnen das vorbezeichnete Verhalten nachweisen lassen.

7. Während diejenigen Gläser, welche nicht bis zur Erweichungstemperatur erwärmt wurden, ebenso wie die Krystalle, nach der Abkühlung keine nachweisbare Aenderung des Brechungsexponenten zeigten, trat bei den Gläsern, die bis zur Erweichungstemperatur gebracht wurden und eine Umkehrung der Temperaturwirkung ergaben, eine geringe Aenderung des ursprünglichen Brechungsexponenten ein. (Vgl. Tab. III.)

8. In dem Glaswerk von Schott und Genossen wird eine sinnreiche Methode zur Feinkühlung des Glases angewandt, welche die Spannung innerhalb des Glases vermindert bez. zum Verschwinden bringt, wodurch das Glas gleichzeitig einen höheren Brechungsexponenten annimmt. Ich habe mehrere von diesen feingekühlten Gläsern untersucht und gefunden, dass die, welche bis zur Erweichungstemperatur erhitzt wurden, nach der Abkühlung einen niedrigeren Brechungsexponenten zeigten, der sich dem des hafengekühlten nähert, was gewissermaassen als eine Erklärung für die Erscheinungen, die unter

[redacted]

3. *Nachtrag zu der Abhandlung „Ueber das Brechungsvermögen des mit Flüssigkeiten getränkten Hydrophans“; von Johann Stscheglayew.*

In der oben genannten Arbeit [1]) habe ich gezeigt, dass der mit Flüssigkeit getränkte Hydrophan sich optisch wie eine Mischung verhält, und dass auf diese Mischung die Formel

$$(n_H - 1)h + (n_F - 1)f = (N - 1)(h + f)$$

anwendbar ist; h und f sind hier die Volumina des Hydrophans und der Flüssigkeit, N der Brechungsexponent des getränkten Hydrophans, n_H der des trockenen Hydrophans und n_F derjenige der Flüssigkeit.

Hr. Dr. J. Stark (München) war so liebenswürdig, mich auf zwei Abhandlungen von Hrn. Christiansen [2]) aufmerksam zu machen, welche mir leider bis jetzt unbekannt geblieben waren.

Aus den Untersuchungen über die optischen Eigenschaften der mit Flüssigkeit benetzten Pulver kam Hr. Christiansen schon im Jahre 1884 zu denselben Resultaten wie ich, und hat dieselbe Formel für die Brechungsexponenten aufgestellt. Er prüft diese Formel mit gutem Erfolg auch an dem mit Flüssigkeit getränkten Hydrophan und findet daraus für den Brechungsexponent desselben für die D-Linie den Werth 1,4647, welchem die von mir gefundenen 1,4564 (Prisma I) und 1,4584 (Prisma II) ziemlich nahe stehen.

Strassburg i. E., Physik. Institut, 20. Mai 1898.

1) J. Stscheglayew, Wied. Ann. **64.** p. 325. 1898.
2) C. Christiansen, Wied. Ann. **23.** p. 298. 1884; **24.** p. 439. 1885.

(Eingegangen 22. Mai 1898.)

4. *Ueber eine Methode zur Bestimmung der Strahlung in absolutem Maass und die Strahlung des schwarzen Körpers zwischen 0 und 100 Grad*[1]*; von F. Kurlbaum.*

(Mittheilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.)

Die gebräuchliche, an Langley sich anlehnende Anordnung bolometrischer Messungen ermöglicht nur vergleichende Bestimmungen. Durch das folgende, wesentlich geänderte Verfahren habe ich die von dem Bolometer absorbirte Wärmemenge direct auf eine Stromwärmemenge zurückgeführt und somit absolut messbar gemacht. Die Methode wird angewandt auf die Messung der von einem absolut schwarzen Körper ausgesandten Strahlung.

Das Princip der Methode ist kurz folgendes: Drei Zweige einer Wheatstone'schen Brücke bestehen aus dicken Drähten, während nur der vierte einen Bolometerstreifen enthält. Da das Bolometer durch den Strom erheblich erwärmt wird, so hängt sein Widerstand von der Stromstärke ab, welche zur Messung benutzt wird, während die dicken Drähte ihren Widerstand nicht ändern. Zunächst wird der Widerstand W_1 des Bolometerstreifens bei einer Stromstärke J_1 gemessen, dann wird das Bolometer bestrahlt und sein Widerstand W_2 ge-

Apparate.

Bolometer, Galvanometer und Hülfswiderstände sind die gleichen, wie die in einer früheren Arbeit benutzten.[1]) Es ist nur eine Aenderung für den vorliegenden Zweck an den Bolometern angebracht. Die Oberflächengrösse eines aus schmalen Streifen bestehenden Bolometers lässt sich nicht genau messen, da die Breite eines Streifens nicht wesentlich genauer als auf 0,01 mm bestimmt werden kann. Breite Streifen zu benutzen ist aus anderen Orts erwähnten Gründen unvortheilhaft. Deshalb wurden zwei Bolometer so hintereinander gestellt, dass von der Strahlungsquelle aus gesehen die Intervalle des vorderen Bolometers durch die Streifen des hinteren vollkommen ausgefüllt wurden.

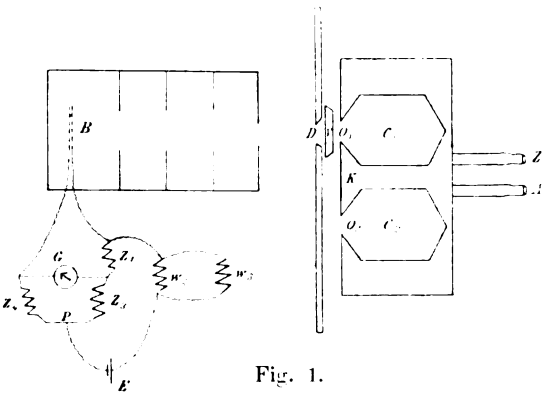


Fig. 1.

Das hintere Bolometer hat daher einen Streifen weniger und als Gesammtfläche gilt einfach die Fläche des vorderen Bolometers einschliesslich der Fläche der Intervalle, während das vordere Bolometer auch allein maassgebend für den Abstand von der Strahlungsquelle ist.

Die Strahlungsquelle war ein schwarzer Körper, welcher nach dem von den Herren W. Wien und O. Lummer[2]) an-

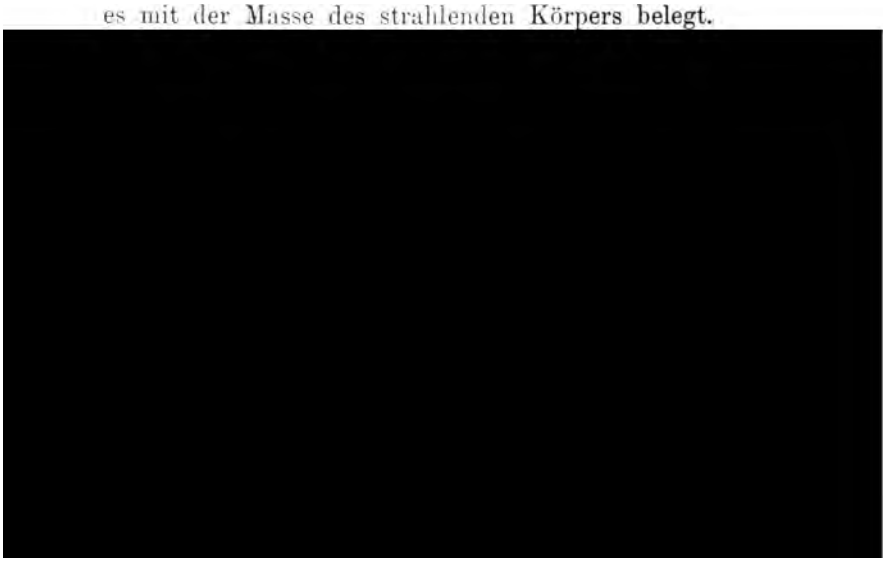
1) F. Kurlbaum, Wied. Ann. **61.** p. 420. 1897, hier mit l. c. bezeichnet. Die Herstellung der Bolometer entspricht Wied. Ann **46.** p. 204 bis 224. 1892 und Verhandl. d. physik. Gesellsch. zu Berlin, 14. Juni 1895.

2) W. Wien u. O. Lummer, Wied. Ann. **56.** p. 451—56. 1895; vgl. auch E. St. John, Wied. Ann. **56.** p. 450. 1895; C. Christiansen, Wied. Ann. **21.** p. 364—69. 1884; L. Boltzmann, Wied. Ann. **22.** p. 35. 1884; O. Lummer u. E. Pringsheim, **63.** p. 395—410. 1897.

gewandten Princip in möglichst einfacher Form hergestellt ist. Fig. 1 zeigt den Körper in einem Horizontalschnitt, C_1 und C_2 sind zwei Messingcylinder mit trichterförmigem Boden, welche nur bei O_1 und O_2 Oeffnungen besitzen. C_1 ist innen blank, C_2 mit einem aus Russ hergestellten Mattlack überzogen. Die Cylinder befinden sich in einem Messingkasten, in den der Dampf siedenden Wassers bei Z eingeleitet werden kann, während Dampf und Condenswasser bei A in einen Kühlraum abfliessen. Die Stelle K des Kastens ist äusserlich gleichfalls geschwärzt, die Strahlungsgefässe können auch auf die Temperatur des schmelzenden Eises gebracht werden.

Ein Fallverschluss V mit innerer Wasserspülung befindet sich vor der Cylinderöffnung, er besitzt auf einer Seite einen Ueberzug aus Sammt und verschliesst hiermit die Oeffnung O_1, um das Eindringen von kalter Luft zu verhüten.

Zwischen dem Bolometer B und der Strahlungsquelle ist eine Reihe von Diaphragmen aus geschwärzter Pappe eingeschaltet, welche alle überflüssigen Strahlen abblenden und selbst möglichst wenig reflectiren sollen. Das eigentliche Messdiaphragma D von 1 cm Radius steht unmittelbar vor dem Fallbrett V, lässt nur Strahlen aus dem Inneren des Cylinders zum Bolometer gelangen und wird selbst nur bei aufgezogenem Fallverschluss bestrahlt, sodass Strahlung durch Eigenwärme ausgeschlossen ist. Bekanntlich ist dann das Diaphragma zugleich der Ort der Strahlungsquelle und wirkt so, als wäre es mit der Masse des strahlenden Körpers belegt.



da die Erwärmung weniger als 0,1 Grad und die Widerstandsänderung bei dem Temperaturcoefficienten 0,0034 nur etwa drei Zehntausendstel beträgt. Daher ist $s = (J_2^2 - J_1^2)\, W_1\, C$.

Es erscheint nun als das Nächstliegende, die erreichte Gleicheit der durch Strahlung und durch Strom hervorgerufenen Erwärmung aus den zugehörigen Widerstandsänderungen nach einer Nullmethode zu beurtheilen. Bei den Messungen stellte sich jedoch heraus, dass es viel vortheilhafter ist, die Widerstandsänderungen durch Ausschläge zu messen. Deshalb wurde der Strom J_2 so gewählt, dass er denselben Ausschlag wie die Strahlung bewirkte. Da aber die Intensitäten des Messstromes in beiden Fällen verschieden sind, so sind nun die durch Strahlung und Strom erzeugten Wärmemengen nicht gleich, sondern sie verhalten sich umgekehrt wie die Stromstärken, daher ist:

$$s = (J_2^2 - J_1^2)\, W_1\, C \frac{J_2}{J_1}. \tag{1}$$

Dies setzt voraus, was auch experimentell bewiesen ist, dass die Erwärmung des Bolometers innerhalb der vorkommenden Strahlungsgrössen angenähert proportional den zugeführten Wärmemengen ist.[1])

Die zum Bolometer gelangende Strahlung s verhält sich angenähert zu der ganzen vom schwarzen Körper nach dem Cosinusgesetz ausgesandten Strahlung wie $f : \pi r_1^2$, wenn f die Fläche des Bolometers und r_1 der Radius der Kugeloberfläche ist, welche den Mittelpunkt M des als punktförmig angesehenen Diaphragmas D zum Centrum hat und durch die vier Ecken des Bolometers geht. Streng genommen ist nicht die Fläche f einzusetzen, sondern die bei den vorliegenden Daten nur um $^1/_2$ Proc. grössere Fläche F, welche entsteht, wenn man f zunächst von M aus auf die Kugeloberfläche projicirt und diese Projection senkrecht auf die Diaphragmenebene projicirt.

Das Resultat der zweimaligen Projection ist für $f = a\,b$, wo a und b die Seitenlängen des Bolometers sind, und für

$$r_1 = \sqrt{e^2 + \frac{a^2}{4} + \frac{b^2}{4}},$$

wo e der Abstand des Bolometers vom Diaphragma ist,

1) l. c. p. 425.

$$F = f + \varphi(a, b) + \varphi(b, a)$$

$$\varphi(a, b) = \left(\frac{r_1^2}{\sqrt{e^2 + \frac{a^2}{4}}} \arcsin \frac{b}{2 r_1} - \frac{b}{2} \right) a.$$

Die Annahme, dass das Diaphragma punktförmig ist, verursacht einen Fehler, der kleiner als ein promille ist und vernachlässigt wird.

Die zum Bolometer gelangende Strahlung s multiplicirt mit $\pi r_1^2 / F$ ergiebt also die gesammte vom Diaphragma ausgehende Strahlung, diese dividirt durch die Diaphragmenfläche $= \pi r_2^2$ die von der Flächeneinheit ausgehende Gesammtstrahlung

$$S = (J_2^2 - J_1^2) W_1 C \frac{J_2}{J_1} \frac{r_1^2}{F r_2^2}. \tag{2}$$

Dabei ist

$$2 J_1 = \frac{E}{w_1 + w_2},$$

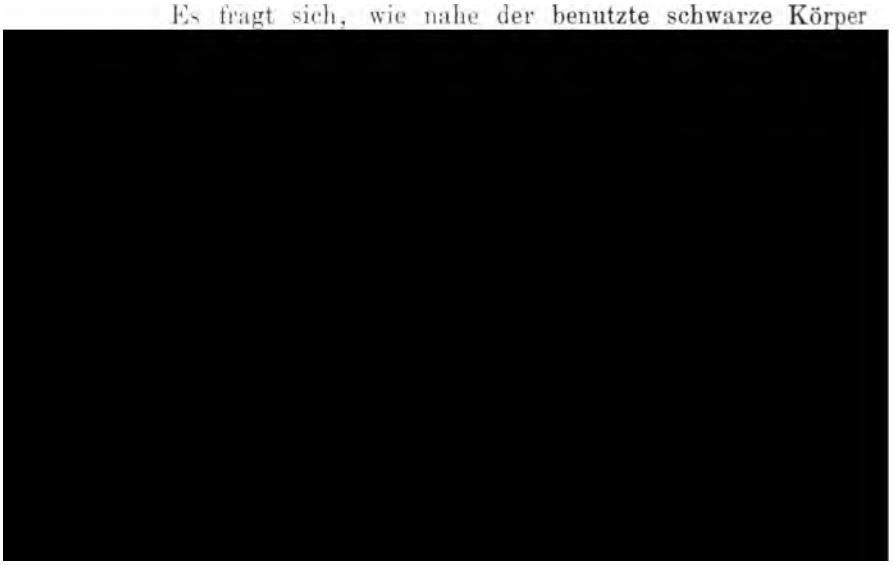
wenn E die Spannung der Accumulatoren, w_1 der gesammte Widerstand im Stromkreis ausser dem Ballast w_2 ist und der gleiche Strom in allen Brückenzweigen fliesst.

$$2 J_2 = \frac{E}{w_1 + \frac{w_2 w_3}{w_2 + w_3}},$$

wenn w_3 zu w_2 parallel geschaltet wird.

Untersuchung des schwarzen Körpers.

Es fragt sich, wie nahe der benutzte schwarze Körper



Die Strahlungen beziehen sich auf die Siedegefässtemperatur von 100° und die Bolometertemperatur von 16°. Die Ausschläge, die auf Proportionalität corrigirt sind, geben, als relative Ausschläge und da die Wellenlängengemische in den vier Fällen wohl gleiche sind, die Intensitäten hinreichend genau wieder, jedenfalls genauer als sich die Oberfläche eines blanken und eines geschwärzten Messings reproduciren lässt.

Die Strahlung des blanken Messings steigt in dem blanken Hohlcylinder durch die hinzukommende Reflexion auf den fünffachen Werth an. Die Strahlung des geschwärzten Messings steigt im Hohlcylinder nur noch um ein Achtel ihres Betrages. Mit den Daten lässt sich berechnen, dass dieser schwarze Körper dem idealen bis auf ungefähr 1 Proc. nahe kommt.

Hülfsmessungen.

1. *Längenmessungen.* Der mittlere Durchmesser $2r_2$ des Messdiaphragmas wurde gemessen, indem vier verschiedene Durchmesser mit der Theilmaschine auf 0,01 mm genau gemessen wurden. Die vier Durchmesser des nicht ganz kreisrunden Diaphragmas sind 1,994, 1,993, 1,992, 1,994, das Mittel 1,993 cm.

Die Seitenlängen der Bolometer sind gleichfalls auf der Theilmaschine gemessen und zwar, indem die Länge jedes Streifens und jedes Intervalles, und die gesammte Breite an verschiedenen Stellen gemessen, und die Mittel gebildet wurden.

Bolometer B_1 besteht aus 10 Streifen von

$$35 \times 2 \times 0{,}001 \text{ mm}$$

mit 1 mm breiten Intervallen und dahinter stehenden 9 Streifen. Die Flächendimension f_1 wurde

$$f_1 = a_1 b_1 = 34{,}54 \times 29{,}03 = 1003 \text{ qmm}$$

gefunden.

Bolometer B_2 besteht aus 5 Streifen von

$$35 \times 4 \times 0{,}001 \text{ mm}$$

mit 3 mm breiten Intervallen und dahinter stehenden 4 Streifen. Die Flächendimension ist

$$f_2 = 35{,}33 \times 31{,}96 = 1129 \text{ qmm}.$$

---

die absoluten Messungen sonst zu gering gewesen wäre. Alle diese relativen Messungen sind natürlich mit vier gleichen Bolometerzweigen ausgeführt und daher sehr genau.

Der Abstand des Diaphragmas vom Bolometer ist in einer Stellung mit Hülfe eines Stichmaasses auf 0,1 mm genau gemessen, indem sowohl gegen das Diaphragma wie gegen den Bolometerrahmen Platten bekannter Dicke gelegt wurden. Andere Stellungen des Bolometers sind darnach direct an einem Maassstab, an dem das Bolometer entlang geschoben werden konnte, abgelesen.

2. *Widerstands- und Strommessungen.* Bei 17° ist der Widerstand von Bolometer B_1 ohne jede Zuleitung gleich 33,87 Ohm, der von $B_2 = 8{,}095$ Ohm, der Temperaturcoefficient ist $= 0{,}0034$.

Die Stromintensität wurde aus Widerstand und electromotorischer Kraft bestimmt, die jedesmalige Spannung der Accumulatoren durch Vergleichung mit einem Cadmiumelement gemessen.

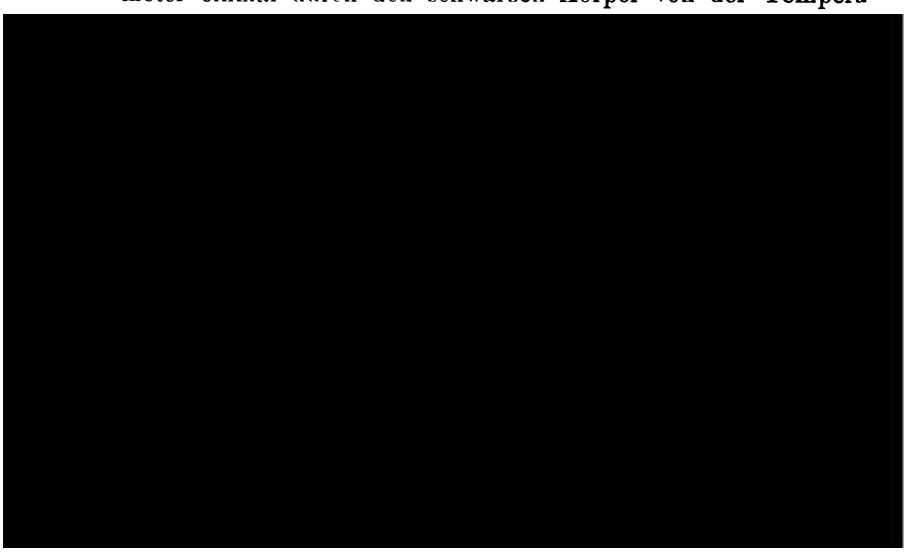
Das electrothermische Aequivalent ist gleich

$$0{,}240 \ \frac{\text{g-Cal.}}{\text{cm}^2\,\text{sec}}$$

gesetzt.

Strahlungsmessungen.

Es sollte die Strahlung gemessen werden, welche der schwarze Körper bei 100° einem Körper von 0° zusendet. Da es unbequem gewesen wäre, das Bolometer auf die Temperatur von 0° zu bringen, so wurde es vorgezogen, das Bolometer einmal durch den schwarzen Körper von der Tempera-



Nun wurde das Fallbrett aufgezogen, der Ausschlag bei einer Stromstärke J_1 gemessen und ein ähnlich grosser Ausschlag ohne Bestrahlung durch blosse Stromänderung hervorgerufen. Darauf wurde der Abstand von Bolometer und Strahlungsquelle geändert, und wieder der durch Strahlung bewirkte Ausschlag gemessen und durch Interpolation derjenige Abstand gefunden, welcher denselben Ausschlag durch Strahlung wie durch Stromwärme ergeben hätte.

Ausschläge in Millimeter, verursacht durch		
Strahlung bei der Entfernung $e = 188{,}0$ mm	Stromwärme bei Nebenschluss $w_3 = 570$ Ohm	Strahlung bei der Entfernung $e = 196{,}3$ mm
137,0	134,5	126,0
136,2	134,5	126,0
136,9	135,1	126,4
	135,0	
	134,8	
Mittel 136,7	134,9	126,1

Interpolation ergiebt Ausschlagsgleichheit bei der Entfernung $e = 189{,}4$ mm.

Nr.	Bolometer	Temp. des Bolometers	Temp. des schwarzen Körpers	Abstand e mm	Widerstand w_1 Ohm	Ballast w_2	Nebenschluss w_3	E Volt	g-Cal. cm² sec 0,0	$\sigma \cdot 10^{12}$	Abweichung
1	B_1	18,7	100,1	192,4	42,1	500	570	4,059	1577	1,299	+ 22
2	B_1	18,2	99,0	186,9	42,1	500	570	4,095	1513	1,265	− 12
3	B_1	18,1	99,8	190,2	42,1	500	570	4,076	1551	1,278	+ 1
4	B_1	16,7	99,9	192,3	42,1	500	571,2	4,074	1572	1,279	+ 2
5	B_2	16,7	99,8	188,3	29,2	250	229,4	4,072	1559	1,271	− 6
6	B_2	17,0	99,9	189,9	29,2	250	230	4,072	1579	1,284	+ 7
7	B_2	16,9	100,1	188,5	29,2	250	230	4,069	1550	1,260	− 17
8	B_2	17,2	99,7	189,4	29,2	250	230	4,065	1566	1,283	+ 6
									Mittel	1,277	

Die vorstehende Tabelle giebt die Beobachtungsdaten zur Berechnung der Strahlungsgrösse S, wie sie mit Bolometer B_1 und B_2 gefunden wurden. Die Tabelle ist nach den Gleichungen

p. 750 und nach der Figur p. 747 verständlich. In der vorletzten Columne ist nach dem Stefan'schen Gesetz $\sigma = S/(T_2^4 - T_1^4)$ berechnet, wobei T_2 und T_1 die absoluten Temperaturen des schwarzen Körpers und des Bolometers bezeichnen.

Die Messung des anderen Theiles, der Strahlung bei 0°, lässt sich nun auf das Vorige zurückführen. Es wurde nämlich das Verhältniss der Strahlung bei 100 und 0° relativ, also wieder mit vier Bolometerzweigen, genau gemessen, während abwechselnd ein schwarzer Körper von 100° und ein gleicher von 0° das Bolometer bestrahlte.

Temp. des Bolometers	Temp. des schwarzen Körpers	Ausschlag	Intensität des Messstromes	Strahlung S in willkürlicher Einheit	$\frac{S}{T_2^4 - T_1^4}$
18,73°	0°	5,97	583,8	500,3	2960
	100,44°	6,17	83,9	3602	2951

Da die Zahlen der letzten Columne auf $^1/_3$ Proc. gleich sind, so erscheint das Stefan'sche Gesetz für dies Intervall erfüllt und es ist gestattet, $S_{100} - S_0$ aus dem Intervall 100° bis 18° mit Hülfe des für σ gefundenen Mittelwerthes gleich 1,277 zu berechnen. Darnach ist

$$S_{100} - S_0 = 0{,}01763 \frac{\text{g-Cal.}}{\text{cm}^2 \text{ sec}}.$$

Fehlerquellen.

[redacted]

vertheilung in einem Bolometer eine verschiedene ist, je nachdem das Bolometer durch Strahlung oder durch Strom erwärmt wird. Wie Versuche ergeben haben, ist jedoch die Temperaturdifferenz zwischen dem Innern und der Oberfläche eines Bolometerzweiges jedenfalls kleiner als 1 Proc. der Temperaturdifferenz zwischen Bolometer und Umgebung. Zweitens könnte die in der Zimmerluft vorhandene Kohlensäure einen Theil der Strahlung absorbiren, dies ist aber auch zu vernachlässigen.

Bei zwei hintereinander stehenden Bolometern werden nicht alle Theile von der Strahlung getroffen, während die Stromwärme in allen Theilen erzeugt wird. Dies ist jedoch gleichgültig, da die Widerstandsänderung bei den kleinen Temperaturdifferenzen die gleiche ist, ob dieselbe Wärmemenge auf beide Streifen, oder nur auf einen vertheilt wird. Es ist aber nicht erlaubt, beliebige Stücke aus dem Bolometer abzublenden, da ja die Wärmeableitung nicht überall die gleiche ist, z. B. ist dieselbe an den Streifenenden, wo dieselben am Schiefer aufliegen, viel grösser als in der Mitte.

Die Diaphragmen, welche zwischen Bolometer und Strahlungsquelle eingeschaltet sind, können insofern schädlich wirken, als sie durch diffuse Reflexion Strahlen zum Bolometer gelangen lassen und zwar könnte dies soviel ausmachen, dass das Bolometer nicht dem Entfernungsgesetz entsprechende Ausschläge zeigte. Deshalb ist die Entfernung variirt und der zugehörige Ausschlag gemessen.

Entfernung e	Ausschlag a	$e^2 . a\, 10^{-1}$
48,25 cm	9,55 cm	2223
38,25	15,16	2218
28,25	27,72	2212

Die Ausschläge sind auf Proportionalität corrigirt, und da die Zahlen der letzten Columne nahezu constant sind, so hat also keine merkliche Reflexion stattgefunden.

Frühere Bestimmungen von σ.

Es liegen keine quantitativen Bestimmungen der Strahlung des schwarzen Körpers vor, obgleich schon Christiansen[1]) den von Kirchhoff definirten absolut schwarzen Körper praktisch hergestellt hat. Er bohrte in einen Messingwürfel conische Löcher, versilberte die Seitenwände und Löcher, und erhielt beim Erhitzen des Würfels aus dem Innern der Löcher eine 32 mal so grosse Strahlung, als von den ebenen Seiten. Christiansen sagt deshalb, dass die Löcher wie „vollkommen schwarze Flecken" wirkten.

Der für σ gefundene Werth kann aber doch mit dem von Lehnebach[2]) und Graetz[3]) an Glas gemessenen Werthen verglichen werden.

Durch die Arbeiten von De la Provostaye und Desains[4]) ist festgestellt, dass Glas 10 Proc. der dunkeln Wärmestrahlen reflectirt, und dass sein Reflexionsvermögen bei ganz schräger Incidenz noch bedeutend zunimmt. Hieraus folgt, dass sein Emissionsvermögen kleiner als das des schwarzen Körpers sein muss. Dasselbe Resultat habe ich erhalten, indem ich den schwarzen Körper, Glas und berusstes Glas bei 100° und senkrechtem Austritt der Strahlen zum Bolometer strahlen liess.

Emissionsvermögen des		
schwarzen Körpers	Glases	berussten Glases

welche die genauesten sind und den Fall am reinsten zeigen, erörtert wird.

Der Einfachheit wegen sei unter der Ausstrahlung stets nur derjenige Theil der Ausstrahlung verstanden, welchen der Körper durch seine höhere Temperatur mehr ausstrahlt als er zurückerhält, ferner werde angenommen, dass im betrachteten Temperaturintervall Emissions- und Reflexionsvermögen sich nicht ändern.

Hr. Graetz lässt eine Thermometerkugel in einer evacuirten Hohlkugel aus Glas strahlen oder umgekehrt von der Hohlkugel bestrahlt werden, indem er diese entweder auf eine sehr niedrige oder sehr hohe constante Temperatur bringt, und aus dem Gang des Thermometers und aus seiner Wärmecapacität die Emission des Glases bestimmt. Hiernach berechnet er mit Hülfe des Stefan'schen Gesetzes die Strahlungsconstante σ.

Es werde angenommen, Hohlkugel und Thermometerkugel seien concentrisch und die Thermometerkugel sei die heissere, dann muss das Emissionsvermögen zu klein gefunden werden, denn die Hohlkugel reflectirt einen Theil der ausgesandten Strahlen zur Thermometerkugel zurück.[1]) Ist das Emissionsvermögen des schwarzen Körpers gleich 1 und das des Glases gleich e, so ist das Reflexionsvermögen $r = 1 - e$. In obiger Situation erscheint dann e um $e^2(r + r^3 \ldots + r^{2n-1})$ verkleinert.[2]) Diese Grösse stellt die Summe der zur Thermometerkugel zurückreflectirten und von ihr wieder absorbirten Strahlungen dar. Wird e für Glas gleich 0,9 gesetzt, so wird sein scheinbares Emissionsvermögen gleich 0,82, d. h. die Versuchsanordnung bringt einen Fehler von ungefähr 9 Proc. hervor.

Strahlt die Hohlkugel zur Thermometerkugel, so scheint auf den ersten Blick die Hohlkugel als schwarzer Körper zu wirken und in der That herrscht in der Hohlkugel bei genügend kleiner Thermometerkugel infolge der zahlreichen Reflexionen angenähert die Strahlungsdichtigkeit des schwarzen Körpers, nur nicht für die Thermometerkugel, da sie selbst alle Strahlen,

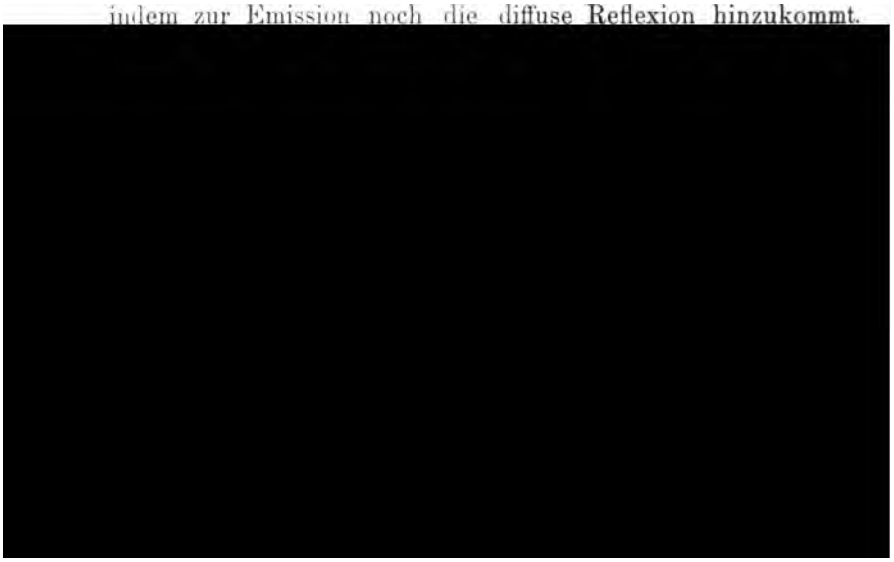
1) vgl. E. Lecher, Wied. Ann. **17.** p. 481 u. f. 1882.

2) Hat die Hohlkugel ein anderes Reflexionsvermögen r_0, so ist für r^{2n-1} zu setzen $r_0^n r^{n-1}$.

die durch einmalige Reflexion zu ihr gelangen könnten, abblendet, und ein Strahl, der einmal an ihr vorbeigegangen ist, sie nie wieder erreichen kann. Sie empfängt also, obgleich sie sich in einem angenähert schwarzen Körper befindet, nur die dem Emissionsvermögen des Glases entsprechende Strahlung. Der Fehler ist also derselbe wie im obigen Fall. Hr. Graetz war so freundlich, mir auf eine Anfrage mitzutheilen, dass bei seinen Versuchen die Kugeln concentrisch waren. Hieraus erklärt sich die grosse Differenz zwischen seiner und meiner Bestimmung von σ.

Rückt die Thermometerkugel aus dem Centrum der Hohlkugel heraus, so empfängt sie nicht nur die Strahlung des Glases, sondern noch dazu die von den Wänden zu ihr reflectirten Strahlen, d. h. angenähert die Strahlung des schwarzen Körpers. Das Emissionsvermögen des Glases würde dann trotzdem richtig gefunden werden, da ja die Thermometerkugel von der Emission des schwarzen Körpers doch nur den richtigen Bruchtheil absorbiren würde. Strahlt die Thermometerkugel, so erhält man gleichfalls den richtigen Werth, da sie nun nicht mehr im Brennpunkt ihrer eigenen Ausstrahlung steht.

Wird das Glas berusst, so muss selbst bei concentrischen Kugeln aus drei Gründen das Emissionsvermögen grösser gefunden werden, erstens weil es an sich grösser ist, zweitens weil die Strahlung empfangende Kugel mehr absorbirt, drittens weil der Hohlraum sich dem schwarzen Körper mehr nähert, indem zur Emission noch die diffuse Reflexion hinzukommt.



Hr. Christiansen[1]) hat einen ganz anderen Weg zur Bestimmung der Strahlung des schwarzen Körpers eingeschlagen, er leitet eine Gleichung für den Fall ab, dass eine kreisförmige Scheibe gegen eine parallele, unendlich grosse Wand strahlt, und zwar unter Berücksichtigung der dabei auftretenden Reflexionen. Dann bestimmt er experimentell den Strahlungsverlust einer geschwärzten Kupferscheibe, welche gegen eine grosse Wand strahlt und im Innern ein Thermoelement enthält, dessen zeitlicher Gang beobachtet wird. Er findet $h_{100} - h_0 = 0{,}0167$.

Die Werthe der verschiedenen Beobachter sind:

Beobachter		$\frac{\text{g-Cal}}{\text{cm}^2\,\text{sec}}$	
		$h_{100} - h_0$	$\sigma \cdot 10^{12}$
Lehnebach	1874	0,0152	1,10
Kundt und Warburg	1875	0,014	1,01 | 1,11 |[2])
Graetz	1880	0,0150	1,08
Christiansen	1883	0,0167	1,21
Kurlbaum	1898	0,0176	1,28

Durch die Methode der früheren Beobachter war als Strahlungseinheit die Gramm-Calorie gegeben, doch stecken in den verschiedenen Gramm-Calorien, sowie in den benutzten specifischen Wärmen noch erhebliche Unsicherheiten. Bei der vorliegenden Methode ist es natürlicher, das in den letzten Jahren ausgezeichnet definirte Watt als Einheit zu wählen, welches aber auch einen genauen Anschluss an die Gramm-Calorie gestattet. Darnach ist

$$\sigma = 5{,}32 \cdot 10^{-12}\ \text{Watt} \quad \text{und} \quad S_{100} - S_0 = 0{,}0731\ \frac{\text{Watt}}{\text{cm}^2}.$$

In Vorliegendem glaube ich eine Methode gegeben zu haben, nach welcher eine beliebige Strahlung genau gemessen

1) Christiansen, Wied. Ann. **19**. p. 267—283. 1883.

2) 1,01 ist aus $h_{100} - h_0 = 0{,}014$ berechnet, 1,11 ist von Graetz aus dem Beobachtungsmaterial von Kundt u. Warburg berechnet.

werden kann. Inzwischen ist eine grössere Anzahl von Bolometerzweigen hergestellt, aus denen sich ein Apparat mit acht vollkommen gleichen Zweigen zusammensetzen lässt, der in einfacherer und sicherer Weise absolute Strahlungsmessungen innerhalb weniger Minuten auszuführen gestattet, sobald einmal die Constanten des Apparates bestimmt sind.[1])

1) l. c. p. 432.

(Eingegangen 14. Juni 1898.)

5. *Ueber die Verwendung hochfrequenter Wechselströme zum Studium electrischer Gasentladungen*[1]; *von H. Ebert.*

(Mittheilung aus dem physik. Institute der k. Technischen Hochschule zu München.)

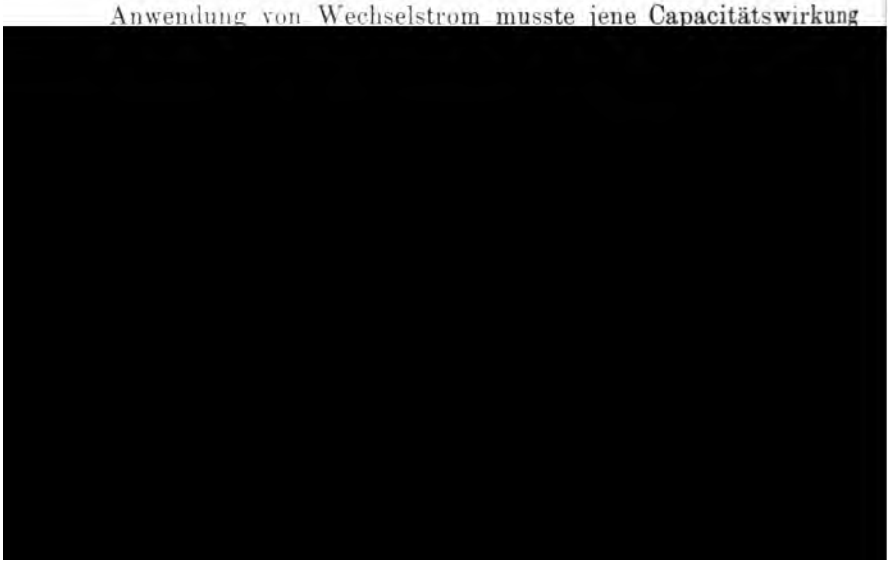
Die electrischen Leitungswiderstände der Gase und damit die Transformation electrischer Energie in andere Energieformen, namentlich in Wärme, bei dieser Klasse von Leitern haben von jeher dem Verständnisse grosse Schwierigkeiten dargeboten. Man hat sich schliesslich zu der Ueberzeugung hingedrängt gefühlt, dass wir hier überhaupt kein einfaches Phänomen vor uns haben, sondern dass der Energieumsatz in einem Entladungsrohre in mehreren zwar gleichzeitig nebeneinander herlaufenden, aber ihrer inneren Natur nach doch sehr verschiedenen Processen besteht, eine Auffassung, welche durch Beobachtungen über die Verschiedenheit des Potentialabfalles und der Wärmeentwickelung in den einzelnen Theilen des Rohres wesentliche Stützen findet. Es war daher nicht möglich, ein vom electrischen Strome durchflossenes Gas mit einem Leiter I. Klasse oder einem solchen II. Klasse unmittelbar zu vergleichen; in der That sind alle Versuche fehlgeschlagen, hier ähnlich einfache Leitungsgesetze, wie sie für diese gelten, aufzufinden. Fasst man die Andeutungen, welche hier und da erhalten worden sind, zusammen, so kommt man zu dem Schlusse, dass sich eine leitende Gassäule wie die Uebereinanderlagerung zweier Gebilde verhält:

1) Die vorliegende Untersuchung wurde mit den Hülfsmitteln des Elizabeth Thompson science fund zu Boston angestellt; es sei mir gestattet dem Board of Trusties dieses Fund auch an dieser Stelle meinen ergebensten Dank auszusprechen. Die von mir benutzte Wechselstrommaschine wurde von Hrn. Ingenieur Hummel in München in dankenswerthester Weise zur Verfügung gestellt.

1. eines *Leiters*, der nach Art der gewöhnlichen Leiter I. Klasse oder aber auch der Electrolyte den Electricitätsübergang vermittelt, für den vielleicht ein dem Ohm'schen Gesetze entsprechendes einfaches Gesetz gilt, und bei dem ein Theil der Stromenergie nach einem dem Joule'schen ähnlichen Gesetze in Wärme verwandelt wird;

2. eines *Capacitätswiderstandes*, herrührend von einer Art dielectrischen Zwangszustandes, der wie ein Polarisationswiderstand wirkt, welchen die Spannung erst überwunden haben muss, ehe die Entladung überhaupt eintritt, und der mit einer nicht zu vernachlässigenden Polarisationscapacität ausgerüstet ist. Man geht gewiss nicht irre, wenn man den Sitz dieses dielectrischen Zwangszustandes wesentlich in der Nähe der Elektroden sucht. Da Strom durch die polarisirte Zwischenschicht selbst hindurchgeht, so gleicht das Entladungsrohr einem „durchschlagenen Condensator". Ausser Joule'scher Wärme wird noch u. A. infolge der dielectrischen Hysteresisarbeit Wärme entwickelt, das Phänomen erhält dadurch eine grössere Zahl von Bestimmungsstücken.

In ähnlicher Weise ist der Entladungsvorgang sowohl in früheren wie in neueren Arbeiten gelegentlich aufgefasst worden; ich wollte versuchen, hierüber weitere Anhaltspunkte zu gewinnen. Die Wechselstromtheorie hat das Problem der Messung an einem Condensator mit Stromdurchgang (mit „leakage", „Leckstrom") schon vor längerer Zeit gelöst. Bei Anwendung von Wechselstrom musste jene Capacitätswirkung



ein Urtheil über die Grössenordnung der zu messenden Werthe liefern; bei späterer Gelegenheit gedenke ich ein ausführlicheres Beobachtungsmaterial und seine Discussion zu veröffentlichen. Die Verwendung verhältnissmässig schwacher, aber hochfrequenter Wechselströme zum Studium der Gasentladungen schien mir aber noch aus anderen Gründen empfehlenswerth:

Durch eine Reihe neuerer Experimentaluntersuchungen ist gezeigt worden, dass die electrischen Entladungen durch verdünnte Gase hindurch besonders bemerkenswerthe Formen annehmen, wenn die Erregung durch rasch verlaufende electrische Schwingungen von genügender Amplitude erfolgt. In grossem Maassstabe wurden solche Versuche zuerst von Nikolas Tesla angestellt mit eigens hierzu construirten vielpoligen Maschinen mit einer sehr grossen Wechselzahl.[1]) Später verliess Tesla diese directe Erzeugung des hochfrequenten Wechselstromes durch einen Generator und verwendete die oscillatorisch verlaufenden Entladungsströme grosser Condensatoren, welche eine Transformation auf sehr hohe Potentiale gestatteten; die Ladungen erfolgten durch gewöhnlichen Wechselstrom. Himstedt zeigte, dass man die wesentlichsten der von Tesla beobachteten Erscheinungen erhält, wenn man die Condensatoren mittels eines genügend grossen Inductoriums ladet; die meisten Untersuchungen über die Teslaerscheinungen arbeiten mit der Himstedt'schen Anordnung.[2]) Condensatorschwingungen Leydener Flaschen wurden ferner bei den Versuchen von J. J. Thomson und d'Arsonval verwendet.[3]) E. Wiedemann und H. Ebert benutzten die Schwingungen der Lecher'schen Drahtanordnung, indem sie die zu erregenden Gasräume in den Bereich des Endcondensators derselben brachten.[4])

1) Vgl. u. a. „Experimente mit Strömen hoher Wechselzahl und Frequenz" von Etienne de Fodor, revidirt und mit Anmerkungen versehen von Nikolas Tesla. Hartlebens Verlag 1894, sowie „Nikolas Tesla's Untersuchungen über Mehrphasenströme und über Wechselströme hoher Spannung und Frequenz" von Th. Commerford Martin, deutsch von H. Maser. Verlag von W. Knapp 1895.

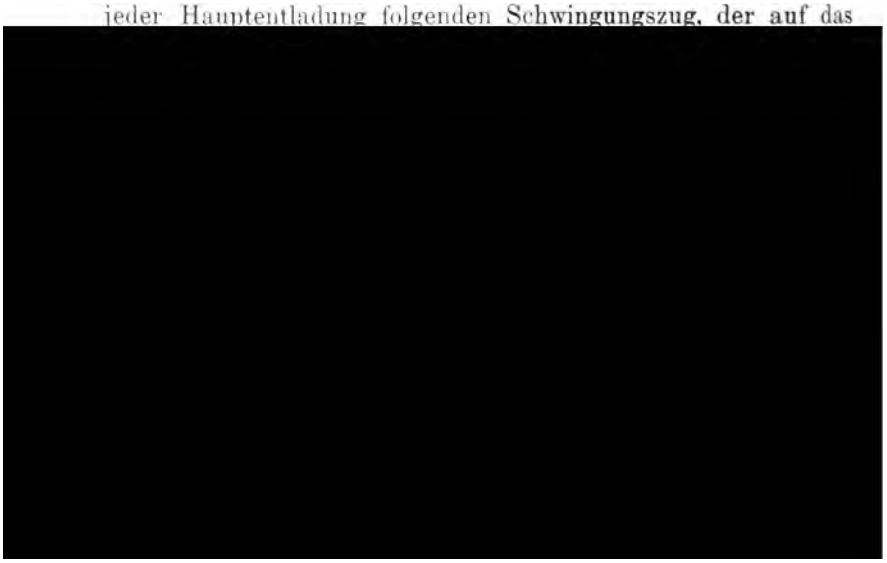
2) F. Himstedt, Ber. d. Oberhess. Gesellsch. Giessen. **30.** Sep.-Abdr. 14 pp. 1894.

3) J. J. Thomson, Phil. Mag. (5) **32.** p. 321 u. 445. 1891; Wied. Beibl. **16.** p. 560. 1892.

4) H. Ebert u. E. Wiedemann, Wied. Ann. **48.** p. 591; **49.** p. 1 u. 32; **50.** p. 1 u. 221. 1893.

Charakteristisch für das Aussehen der Gasentladungen bei den genannten Erregungsformen ist vor allem das Ueberwiegen der Kathodenerscheinungen; dass auch das Leuchten der unipolaren Teslalampen auf Kathodeneffecten beruht, ist von P. Spiess nachgewiesen worden.[1]) Wiewohl die Richtung des die Gassäule durchbrechenden Stromes fortwährend wechselt, gelangen bei allen diesen Anordnungen an den Electroden oder überhaupt an den den Gasraum begrenzenden Wänden scheinbar nur die Dunkelräume und Glimmlichtschichten *beiderseitig* zur Ausbildung und die Anodenerscheinung tritt beinahe ganz zurück. Ferner treten Kathoden-, Lenard- und Röntgenstrahlen schon bei viel höheren Drucken und in erheblich stärkerem Grade unter den Wirkungen rascher electrischer Schwingungen (namentlich bei starkem Curvenabfalle) auf, als bei einseitig gerichteten Einzelentladungen. Eigenthümliche Impedanzphänomene electrolumineszirender Gassäulen, welche Tesla beschrieb, bedürfen wohl noch der näheren Aufklärung.

Die Erregung durch Condensatorschwingungen hat aber den Nachtheil, dass diese Schwingungen sehr rasch abklingen, die einzelnen aufeinanderfolgenden Stromphasen also äusserst ungleichwerthig sind. Durch Abstimmen aufeinander resonirender Leiterkreise (E. Wiedemann und H. Ebert) oder durch gleichzeitige Verminderung der Capacitäten und Erhöhung der Selbstinductionen (H. Ebert) kann man zwar den jeder Hauptentladung folgenden Schwingungszug, der auf das



valenter Schwingungsphasen, also durch einen hochfrequenten *Wechselstrom* zur Verfügung zu haben. Schon frühere Versuche hatten erkennen lassen, dass bei Anwendung *harmonischer* Hochfrequenzströme die Abnutzung des Electrodenmateriales eine weit geringere, als bei der Verwendung der Condensatorentladungen ist.[1]) Ferner liefert eine gute Wechselstrommaschine bei gleichmässiger Felderregung ausserordentlich constante Bedingungen; eine grosse Entladungszahl ist leicht herzustellen, und man umgeht alle die Schwierigkeiten, welche bei den Inductorien die Unterbrecher immer in die Anordnung hineinbringen.

Ein Zurückgreifen auf die ursprüngliche Tesla'sche Anordnung war nicht angezeigt. Die Teslamaschinen arbeiten mit einer ausserordentlich grossen Wattzahl. Misst man aber die Energie, welche von einem selbst in heftigster Luminescenzstrahlung begriffenen verdünnten Gase consumirt wird, so erkennt man, dass dieselbe äusserst gering ist. Es musste daher auch umgekehrt möglich sein, das Luminesciren eines solchen Gases durch Zuführung einer sehr geringen Wattzahl zu unterhalten, wenn man nur die Erregungsbedingungen geeignet wählte. Man gewinnt dabei gleichzeitig noch verschiedene andere Vortheile. Die Erwärmung der Electroden und der Röhrenwände und damit mittelbar des Gases selbst, bleibt eine geringere; in dem Electrodenmateriale occludirte, an den Wänden adsorbirte störende Gasreste werden nicht so leicht losgerissen und in Freiheit gesetzt, der Gasinhalt bleibt also während einer längeren Zeit identisch. Letzteres ist aber unbedingt nothwendig, wenn man genau vergleichbare Beobachtungen anstellen will.

Dies waren die Gesichtspunkte, welche Hrn. Hummel und mich selbst nach einigen orientirenden Vorversuchen in dem Versuchslaboratorium der vormals Schuckert'schen Electricitätswerke zu Nürnberg im Jahre 1894 veranlassten, ein neues System zur Untersuchung von Gasentladungen unter der Wirkung electrischer Schwingungen auszuarbeiten. Maassgebend war vor allem auch das Ziel, die Anordnung so zu treffen,

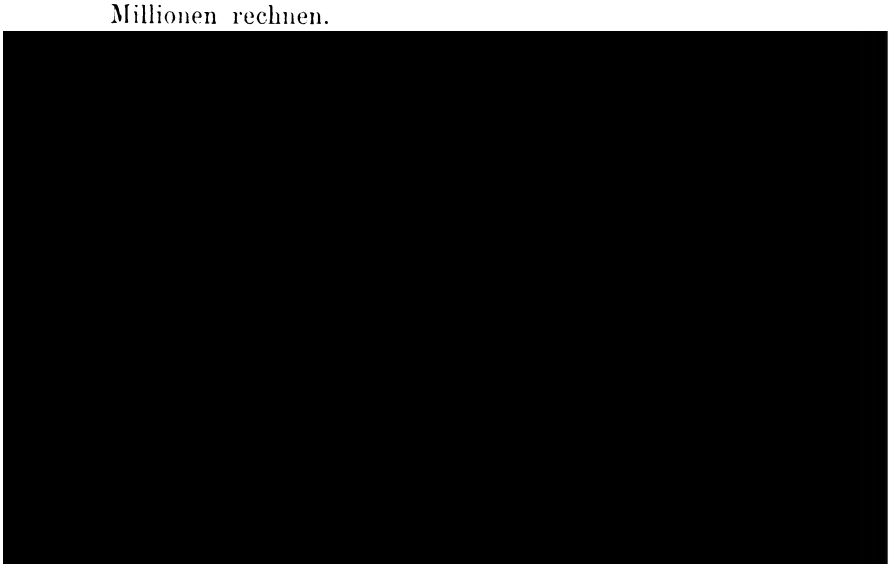
1) Vgl. u. a Etienne de Fodor, Experimente mit Strömen hoher Wechselzahl und Frequenz p. 218. 1894.

dass alle einzelnen, die Erscheinungen bedingenden Factoren einer exacten *Messung* zugänglich gemacht werden konnten.

Ich erlaube mir im Folgenden die Maschine sowie alle dazu gehörigen Hülfsanordnungen zu beschreiben und die Wirkungsweise des neuen Hülfsmittels an Beispielen zu erläutern; zugleich möchte ich Hrn. Ingenieur G. Hummel in München meinen besten Dank sagen, der keine Mühe gescheut hat, nach vielfachen Versuchen und Abänderungen und mit steter Rücksichtnahme auf die Wünsche und Bedürfnisse des Experimentirenden den sogleich zu beschreibenden Generator zu bauen, der auch als höchst compendiöser Motor verwendbar ist.

Der Generator.

Zunächst war festzustellen, wie hoch die Wechselzahl zu steigern sei, damit die charakteristischen zweiseitigen Kathodenerscheinungen und die bemerkenswerthe Symmetrie der ganzen Gasentladung, welche für die Erregung durch reine Schwingungen bezeichnend ist, auftreten. Bei einer Reihe von Vorversuchen mit einem kleineren Modelle[1]) der weiter unten zu beschreibenden Wechselstrommaschine stellte sich heraus, dass man mit der Frequenz gar nicht so hoch zu steigen brauche, als anfänglich erwartet wurde, sondern dass ca. 1000 Zeichenwechsel pro Secunde ausreichend sind, während die Schwingungszahlen bei Condensatorentladungen nach Hunderttausenden, bei der Lecher'schen oder Blondlot'schen Anordnung nach Millionen rechnen.



anlassung zu geben scheinen, werden hier mit grossem Detailreichthum erhalten.

Die Vortheile, die man durch Beschränkung der Wechselzahl erreicht, liegen ausser auf constructivem Gebiete noch besonders darin, dass man den zeitlichen Verlauf der ganzen Erscheinung im *Drehspiegel* bequem verfolgen kann, was bei den hochfrequenten Condensatorentladungen kaum möglich ist. Setzt man den Drehspiegel direct auf die Axe der Maschine, so kann man hier je nach der Richtung, in der man in denselben blickt, einen Einblick in jede einzelne Phase der Entwickelung der Lichterscheinung erhalten; denn diese sind immer an bestimmte Stellungen des Maschinenankers gebunden. Will man die Wirkung mehrerer aufeinander folgender Schwingungen miteinander vergleichen, so stellt man einen Drehspiegel mit *besonderem* Antriebe neben die Entladungsröhre. Schon bei leicht zu erreichenden Tourenzahlen erhält man eine völlig klare Auflösung der ganzen Erscheinungsreihe.

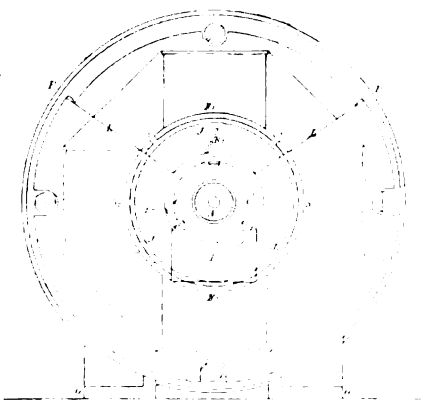


Fig. 1.

Der Erzeuger des hochfrequenten Wechselstromes gehört zu dem Typus der sogenannten Gleichstromwechselstrom-Transformer. Er wird mit Gleichstrom von etwa 55—64 Volt Spannung an den Klemmen der Maschine und 1,2—1,9 Ampère Stromstärke beschickt, bei der gewöhnlich verwendeten Belastung (vgl. weiter unten). Fig. 1 stellt die kleine Maschine schematisch in Vorderansicht (in $^1/_3$ natürlicher Grösse) dar. Das aus aufeinander geschichteten Eisenlamellen bestehende Polgehäuse PP trägt unten die Grundplatte GG, nach innen vier radial verlaufende geblätterte Feldmagnete von kurzer gedrungener Gestalt, welche die Magnetisirungsspulen tragen. Dieselben sind paarweise neben- und die beiden Gruppen hintereinander so geschaltet, dass ein vierpoliges magnetisches Feld entsteht. Jeder Magnet trägt 10 Lagen von je 18 Windungen der 0.8 mm

dicken Erregerwickelung; der gesammte Widerstand der so angeordneten Feldwickelung beträgt 1,81 Ω. Innerhalb der bei Speisung mit dem Gleichstrome sich ausbildenden gesonderten vier magnetischen Kreise von erheblichem Inductionsflusse rotirt der Inductor JJJ, ein Trommelanker mit Serienwickelung.

Ueber die Enden der vier Feldmagnete sind geeignet ausgeschnittene übergreifende Bleche ss aus Eisen geschoben, welche zwischen sich nur schmale Unterbrechungen übrig lassen. Dabei steht die Breite der Pole und der Spulenwickelung zu dem Abstand der Mitten zweier benachbarter Pole in einem solchen Verhältniss, dass ein möglichst reiner sinoidaler Stromverlauf erzielt wird.

Die Feldmagnete können sowohl in Serie mit der Ankergleichstromwickelung gelegt, als auch gesondert gespeist werden; gewöhnlich geschah das erstere.

Die durch Glimmerzwischenlagen voneinander gut isolirten Ankerbleche enthalten am Rande 38 Einschnitte, in denen die 19 Abtheilungen der rechteckig gestalteten Windungen, acht innerhalb einer jeden Nuht, liegen. Die Enden der Abtheilungen sind nach den Lamellen des Collectors CC geführt. Von dieser Wickelung für den Gleichstrom, der die Maschine in Umdrehung versetzt, wird der Wechselstrom nach zwei Schleifringen an der Rückseite der Maschine abgezweigt.

Die Axe A wird von einem Lagerbock LLL getragen, welcher als halbkugelförmige Schale direct an das Polgehäuse

bei den erstrebten hohen Touren ganz besonders Sorge getragen. Bei Leerlauf ergaben sich folgende Tourenzahlen:

Bei Betrieb mit Gleichstrom von		
28 Volt	5000	Touren in der Minute.
43 „	10000	„ „ „ „
60 „	16000	„ „ „ „
75 „	20000	„ „ „ „

Bei der gewöhnlich vorhandenen Belastung hatte die Trommel *JJJ* von 5 cm Durchmesser eine mittlere Umdrehungszahl von 180 bis 200 in der Secunde, mithin eine Umfangsgeschwindigkeit bis zu 31 m/sec. Da die sonst angewandte Peripheriegeschwindigkeit bei Dynamomaschinenankern die Zahl von 15—20 m/sec nur selten übersteigt, so erkennt man, dass hier in der That besondere Maassnahmen getroffen werden mussten.

Auf dem vorderen Theil der Axe, der etwas aus dem Lager hervorragte, wurde ein kleiner Stahldrehspiegel von ca. $1^1/_2$ cm² polirter Fläche direct aufgesteckt; seine Masse war völlig symmetrisch um die Axe vertheilt, sodass durch ihn kein Schleudern herbeigeführt wurde. Hr. Hummel hat zu der Maschine noch ein sehr leichtes, aber höchst stabiles Vorgelege gebaut, dessen Scheiben ein Durchmesserverhältniss von 2 : 10 haben. Die Uebersetzung der Drehgeschwindigkeiten ist naturgemäss nicht ganz eine fünffache, da bei diesen grossen Tourenzahlen erhebliche Gleitungsverluste eintreten. Immerhin eignet sich die Maschine also auch zur Messung ausserordentlich kleiner Zeitintervalle, z. B. bei der Bestimmung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Lichtes, der electrischen Entladung oder der Kathoden-, Lenard- oder Röntgenstrahlen. Die Umdrehungszahl der Maschine kann ziemlich sicher aus der Höhe des pfeifenden Tones, den sie giebt, durch Vergleich mit einer Zählsirene bestimmt werden.

Der beschriebene Transformer ruht auf Kautschuk und ist völlig in einen Kasten eingeschlossen, der nur ein seitliches Fenster zur Controle der Bürsten hat. Die Zuleitungen des Feld- und Ankergleichstromes sowie die Ableitungen des Wechselstromes sind isolirt durch den Boden des abhebbaren Kastens geführt.

Die Wechselstromniederspannung, welche die Maschine direct gab, betrug 32—35 Volt (effectiv), bei Stromstärken von 0,6 bis 1,5 effectiven Ampère (je nach der Belastung). Um die Gassäulen zu durchbrechen, musste dieser Strom etwa auf die 30—40fachen Spannungen transformirt werden. An Stromstärke bleibt dann noch immer genügend übrig.

Der Transformator.

Eine gewisse Schwierigkeit bietet die Transformation der hochfrequenten Ströme auf hohe Spannungen. Der Transformator muss bis zu einem gewissen Grade den speciellen Zwecken, zu dem man den Hochfrequenzstrom verwenden will, angepasst sein. Vor allem darf die Spannungscurve des transformirten Stromes nicht zu flach ausfallen, weil ein verdünntes Gas, welches zum Leuchten angeregt werden soll, einen bestimmten, hauptsächlich von seinem Drucke abhängigen Spannungsgradienten erfordert.

Tesla verwendete bei seinen Maschinen völlig eisenfreie Transformatoren. Eine grössere Sammlung von Kraftlinien war aber im vorliegenden Falle nothwendig. Nach orientirenden Vorversuchen mit einem kleinen Ringtransformator mit einem Mantel von Eisendraht, den mir Hr. Hummel freundlichst zur Verfügung stellte, wurden hauptsächlich Igeltransformatoren von gestreckter, kurzer Form mit offenem Eisenkreise verwendet; durch gute Untertheilung des Eisenkernes wurden die Störungen durch Wirbelströme möglichst herabgesetzt. Der

Ein anderer Transformator *b* von ganz ähnlicher Form, der bei einigen Versuchsreihen an Stelle von *a* verwendet wurde und sich als noch günstiger erwies, hatte einen Eisenkern, welcher aus 0,8 mm dicken, ausgeglühten Drähten von 53 cm Länge hergestellt war und eine Dicke von 3,2 cm hatte. Die Windungslänge der primären Wickelung betrug 27 cm; die Wickelung bestand aus 2 Lagen von je 220 Windungen. Der Widerstand der Niederspannungswickelung betrug 1,142 Ω, derjenige der Hochspannungswickelung 13550 Ω.

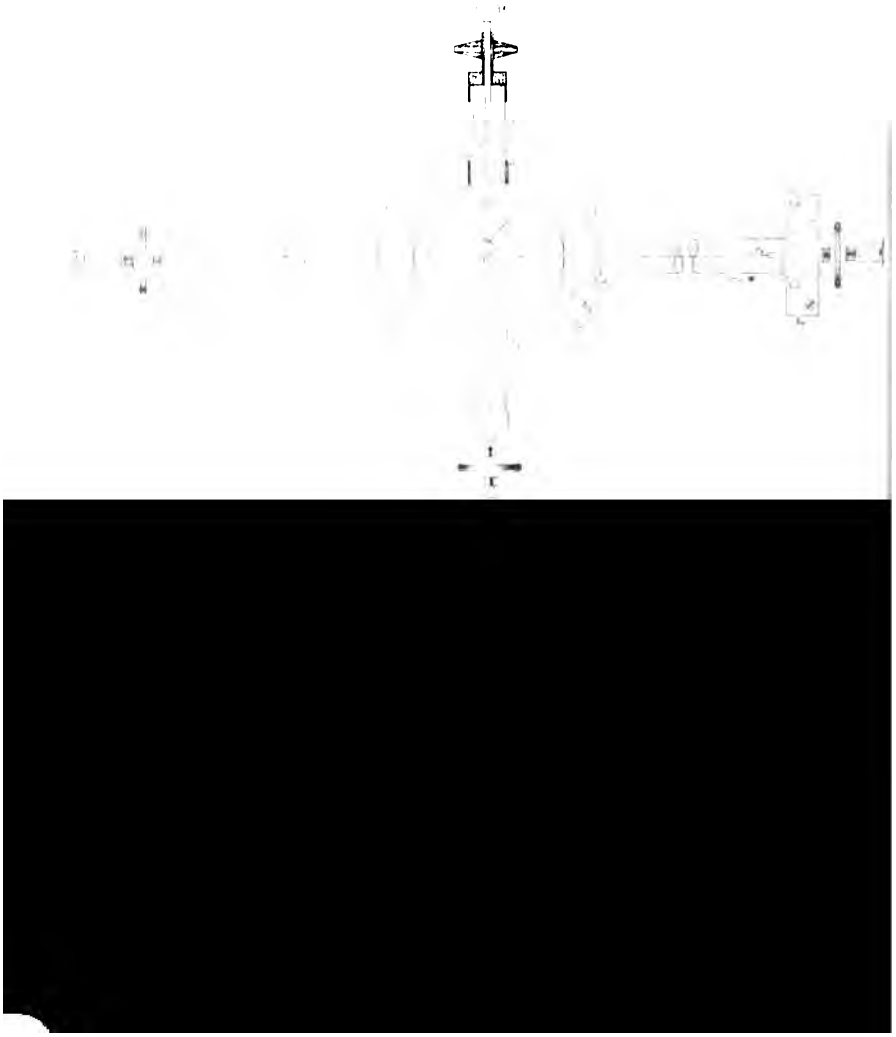
Wenn die Eisenverhältnisse bez. die Windungszahlen wesentlich andere waren, so wurde der grösste Theil der Primärenergie hauptsächlich für die Leistung der Hysteresisarbeit verwendet oder in Joule'sche Wärme verwandelt, für die Secundärleistung blieb dann nichts mehr übrig. Die weiter unten mitgetheilten Tabellen zeigen, wie gut im vorliegenden Falle die richtigen Verhältnisse getroffen waren, sodass nach der Transformation mehr als 80 Proc. der Hochfrequenzwechselstromleistung im secundären Kreise wieder gewonnen wurden, trotzdem der Transformator mit offenem magnetischen Kreise arbeitete und daher noch eine erhebliche Streuung besass.

Gelegentlich wurde auch mit einem Messtransformator der Doppel-*E*-Type mit völlig geschlossenem Eisenkreise gearbeitet von 100 primären und 2000 secundären Windungen, dessen Transformationsverhältniss also 1 : 20 war.

Das Ampèremeter.

Da das Transformationsverhältniss der Igeltransformatoren nur angenähert bekannt war, die Production der Maschine im Wechselstromkreise sich der Belastung anpasste, mit dieser also variirte, und die am leichtesten ausführbare Gleichstrommessung daher nur ein ungefähres Bild von der der Entladungsröhre wirklich zugeführten Secundärleistung geben konnte, so musste zum genaueren Studium der Anregungsbedingungen ein Messinstrument in Serie mit dem Entladungsrohre in den Secundärkreis des Transformators selbst aufgenommen werden. Einen so hochfrequenten und verhältnissmässig hochgespannten (bis ca. 2900 Volt) Wechselstrom direct zu messen, war nicht leicht, zumal die gesammte Energie so knapp bemessen war, dass nicht viel derselben durch die

Messung selbst verloren gehen durfte. Vor allem musste jede irgendwie beträchtliche Inductanz vermieden werden, welche den ganzen Strom gedrosselt hätte, und auch wegen der Isolation musste jedes Bedenken gehoben sein. Von den zahlreichen Formen, die in Vorschlag gebracht worden sind, eignete sich nur eine, welche von Heinrich Hertz beschrieben worden ist, im Princip ein Hitzdrahtampèremeter.[1]) Vorversuche mit kleineren Apparaten, welche sich eng an die Hertz'sche Construction, namentlich in den Dimensionen anschlossen, zeigten, dass für den vorliegenden Zweck doch einige Varia-



gummi, a_1 bis a_4, angesetzt; in zwei derselben, a_1 und a_2, sind längere Glasröhren r_1 und r_2, in die beiden anderen, a_3 und a_4, kürzere Röhren r_3 und r_4 eingekittet. Auf die freien Enden einer jeder dieser Röhren sind Messingkappen (vgl. die auf Röhre r_3 sitzende, welche im Querschnitt gezeichnet ist) aufgekittet, welche axial cylindrisch durchbohrte, aussen mit Gewinde versehene und längsgeschlitzte Fortsätze tragen; auf dieselben sind flache Muttern aufgeschraubt, mittels deren bei r_1 und r_2 die mit Klemmschrauben versehenen Messingstäbchen s_1 und s_2, bei r_3 und r_4 die Kugeln tragenden Stäbchen t_1 und t_2 in jeder beliebigen Stellung innerhalb der Fortsätze festgeklemmt werden können. An die Stäbe t_1 und t_2 sind die kurzen Stahldrähte d_1 und d_2 gelöthet, welche an dem einen Spiegel S tragenden cylindrischen Messingstabe T genau axial befestigt sind. An dem Stabe T angelöthet und einmal um ihn herumgeschlungen sind ferner zwei je 19 cm lange Constantandrähte c_1 und c_2 von 0,03 mm Dicke, welche mit ihren anderen Enden an s_1 und s_2 angelöthet sind.

Der ganze Apparat ist mittels der Messingbügel b_1 bis b_4 auf einem starken Brette befestigt, welches an der Wand festgebolzt ist.

Durch Drehen der Stäbe t_1 und t_2 kann man den Drähten d_1 und d_2 eine gewisse Torsion und dadurch den Drähten c_1 und c_2 eine bestimmte Spannung ertheilen; durch Einreguliren an s_1 und s_2 kann man ferner dem Spiegel S eine bestimmte Stellung geben. Bei diesen Manipulationen wird man sehr wesentlich dadurch unterstützt, dass man die Messingstäbchen durch die Flachmuttern genau in *der* Stellung fixiren kann, in die man sie beim Einreguliren gebracht hat. Schickt man durch s_1 und s_2 den hochfrequenten Strom, so wird der Constantandraht warm und dehnt sich aus; die Torsionskraft der Stahldrähte d_1 d_2 dreht den Messingstab und mit ihm den Spiegel um einen entsprechenden Betrag herum. Bei einem Scalenabstande von 2,44 m entsprach bei dem hier beschriebenen Instrumente einem Scalentheile (mm) ein Strom von 1,73 Milliampère.

Die Einstellung ist vollkommen aperiodisch. Die Pulsationen des Wechselstromes erfolgen so rasch, dass der Spiegel vollkommen ruhig steht und ganz scharfe Bilder giebt

(wenn Erschütterungen fern gehalten werden). Das Instrument konnte direct vor der Entladungsröhre in den secundären Kreis des Transformators gelegt werden, ohne dass irgend welche Veränderung in dem Aussehen der Entladung merklich wurde; der Widerstand des ganzen Drahtes betrug 270 Ω, seine Inductanz nur ca. 730 cm.

Da Glas und Constantan nicht den gleichen linearen thermischen Ausdehnungscoefficienten haben, so war die Nulllage während einer längeren Beobachtungsreihe nicht ganz constant; es wurden daher immer die Differenzen der Scalenwerthe unmittelbar vor und während der Entladung bei jedem einzelnen Versuche abgelesen; die Wurzeln aus diesen Differenzen mit 1,73 multiplicirt gaben die effective Stromstärke in Milliampères, welche während der Dauer der Entladung sehr nahe constant blieb.

Das Voltmeter.

Zur genauen Charakterisirung der das verdünnte Gas zum Leuchten anregenden electrischen Schwingung war die Kenntniss der an den Electroden herrschenden effectiven Spannungsdifferenz in allen einzelnen Fällen unerlässlich. Daher musste dem Entladungsrohre ein geeignetes Voltmeter dauernd parallel geschaltet werden; denn es hatte sich gezeigt, dass es durchaus unzulässig ist, die Maximalamplitude etwa aus der Länge einer parallel geschalteten Funkenstrecke zu erschliessen, wie dies gelegentlich auch beim Arbeiten mit electrischen Schwin-

auf das Gas in keiner Weise stört und doch eine genügende Genauigkeit darbietet. Auszuschliessen waren aus den genannten Gründen von vornherein die gewöhnlichen Hitzdrahtvoltmeter, welche immer etwas, wenn auch nur wenig Strom consumiren, sowie alle Anordnungen mit Spulen. Als sehr zweckmässig hat sich eine Anordnung erwiesen, wie sie ähnlich schon von Hrn. V. Bjerknes[1]) zum Studium electrischer Schwingungen benutzt wurde: Zwischen zwei kleinen, mit den Punkten, zwischen denen die Spannung gemessen werden soll, verbundenen Platten hängt an einem Quarzfaden unter 45° gegen die Platten geneigt ein mit Ablesespiegel versehenes Aluminiumblatt. Der Wurzelwerth aus der Winkeldrehung desselben giebt ein Maass für den effectiven Werth harmonisch mit der Zeit variirender Spannungen. In der Form, wie es Hr. Bjerknes benutzte, war das Instrument für den vorliegenden Zweck freilich noch nicht brauchbar. Mein Assistent, Hr. M. W. Hoffmann, und ich haben eine Voltmeterconstruction auf diesem Principe ausgearbeitet, welche allen Anforderungen genügt und sich bei einem Gebrauche während eines Jahres sehr gut bewährt hat.[2]) Der hier vor allem in Betracht kommende Vortheil dieses Instrumentes liegt darin, dass es mit vollkommen ungeschlossenem Strome arbeitet und eine Capacität hat, welche selbst gegen diejenige kleiner Entladungsröhren vollkommen verschwindet. Wir haben uns auch davon überzeugt, dass das Instrument noch functionirt, wenn man es an Stelle des etwas subtilen Quarzfadens mit einem dünnen Metalldrahte, der das Aluminiumblatt trägt, versieht.

Versuche.

1. *Aussehen der Gasentladung bei Erregung durch hochfrequenten Wechselstrom.* — Ehe auf die quantitativen Beziehungen eingegangen werden soll, mögen einige Bemerkungen allgemeinerer Art vorausgeschickt werden. Um die Bedingungen möglichst einfach und übersichtlich zu gestalten, wurden vorwiegend Entladungsröhren der einfachsten Form verwendet;

1) V. Bjerknes, Wied. Ann. **48.** p. 594. 1893.

2) Vgl. H. Ebert u. M. W. Hoffmann, Zeitschr. f. Instrumentenk. **18.** p. 1. 1898, woselbst die nähere Beschreibung sowie Angaben über Empfindlichkeit, Messbereich etc. gegeben sind.

enge Capillaren waren zu vermeiden, weil in ihnen die Erhitzung sehr erheblich wurde, sodass die Gefahr bestand, dass Dämpfe und Verunreinigungen von den Glaswänden losgelöst wurden.

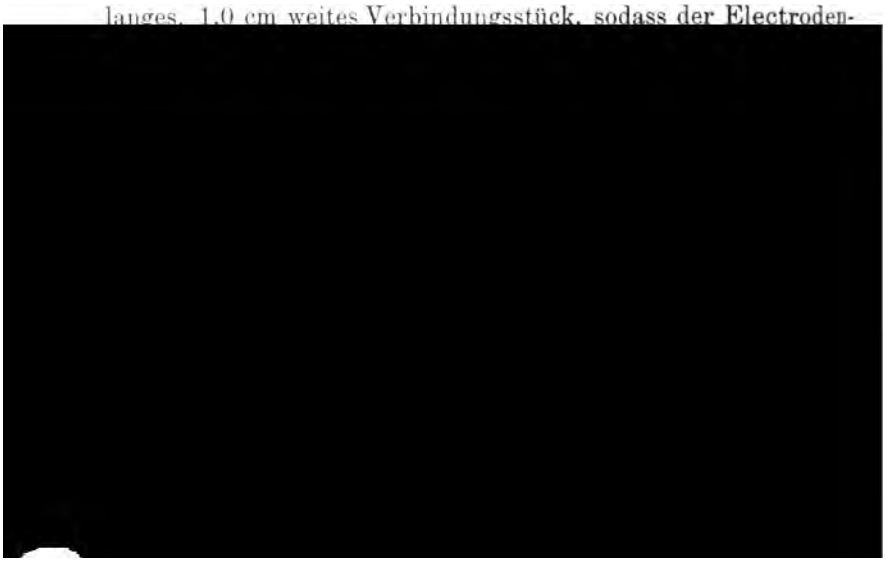
Weil verhältnissmässig grosse Mengen von Energie zugeführt wurden, so mussten auch die Electroden grosse Flächen haben.

Am besten bewährten sich weite, cylindrische, an den Enden völlig symmetrisch gestaltete Röhren mit kreisscheibenförmigen Aluminiumelectroden; im Folgenden wurde verwendet:

Röhre A, 40 cm lang, 2,5 cm weit, mit Electroden von 2,0 cm Durchmesser in 33,9 cm gegenseitigem Abstande;

Röhre B, ebensoweit, aber nur 22 cm lang; die völlig gleich beschaffenen Electroden waren nur 16,8 cm voneinander entfernt, also war der Electrodenabstand hier sehr nahe nur halb so gross wie bei *A*;

Röhre C; um auch complicirtere Röhrenformen unter der Wirkung des Wechselstromes untersuchen zu können, waren bei dieser Röhre *C* an 8 cm weite, kugelförmig gestaltete Electrodenräume mit je einer Aluminiumscheibe von 2,5 cm Durchmesser verschieden lange Stücke verschieden weiter Röhren in symmetrischer Anordnung angesetzt und zwar zwei Stücke 30 cm lang, 1,0 cm weit, zwei weitere 27 cm lang, 1,8 cm weit, zwei Stücke 44 cm lang, 0,5 cm weit, zwei Stücke 25 cm lang und 2,9 cm weit und ein dazwischen liegendes 52 cm langes, 1,0 cm weites Verbindungsstück, sodass der Electroden-



raum und die bei Luft bläuliche Glimmlichtschicht). Das Anodenlicht war von der Electrode scheinbar ganz verschwunden. Dasselbe lagerte, bei Luft röthlich gefärbt, zwischen den Glimmlichtern. Dabei war das von allen einzelnen Theilen ausgesandte Licht ein ausserordentlich intensives; bei dem Rohre *C* ist die gesammte ausgegebene Lichtmenge schon völlig mit dem einer 16kerzigen Glühlampe vergleichbar. Dabei ist das Licht völlig ruhig. Das lästige Flackern, welches das Studium der Inductoriumentladungen so sehr ermüdend und unsicher macht, fällt hier ganz fort. Aus beiden Gründen eignet sich die vorliegende Art, Gase zum Leuchten zu bringen, vorzüglich auch zu spectralanalytischen Studien oder zur Herstellung homogener Lichtarten durch Ausblenden bestimmter Linien, z. B. der grünen Hg_α, welche bei niederen Drucken in Gegenwart einiger Tropfen Quecksilber sehr intensiv wird.

Schichten bilden sich bei den überall gleichweiten cylindrischen Röhren erst unterhalb eines gewissen Druckes aus; in Röhre *C*, welche ungleich weite Theile besitzt, sind sie bei allen Drucken vorhanden. Auch die Schichten stehen vollkommen ruhig, sodass man sehr scharfe Photogramme erhält, die man mit grosser Sicherheit ausmessen kann. Die Schichtabstände gehorchen hier nicht dem einfachen Gesetze, welches Hr. Goldstein für den Fall verschieden weiter Theile desselben Entladungsrohres bei verschiedenen Gasdrucken aufgestellt hat.[1])

In dem Entladungsbilde lagern sich zwei Einzelentladungen von entgegengesetzter Richtung übereinander. Die Analyse im *Drehspiegel* giebt folgende weitere Aufschlüsse:

a) Jede Entladung ist ein völlig einheitliches Gebilde; Partialentladungen sind bei den genannten Röhren nicht zu erkennen.

b) Die einzelnen Entladungsbilder sind durch völlig schwarze, wenn auch äusserst schmale Zwischenräume voneinander getrennt, die Entladungen sind also discontinuirlich und die luminescirenden Gase zwischen den einzelnen Entladungen ganz dunkel. Nur bei tiefen Drucken, bei denen auch die innerste, der Electrode unmittelbar anliegende sogenannte erste

1) E. Goldstein, Sitzungsber. d. k. Akad. d. Wissensch. zu Berlin. p. 876. 1881.

Kathodenschicht deutlich entwickelt ist, scheinen die Electroden continuirlich mit Licht bedeckt zu sein. Es lässt sich dann erkennen, was schon bei höheren Drucken angedeutet ist, dass das auf der Electrode unmittelbar aufsitzende Anodenlicht in das Licht der ersten Kathodenschicht übergeht. Dies stimmt mit den Angaben anderer Forscher überein, welche darauf hindeuten, dass diese erste Glimmlichtschicht einen Rest von Anodenlicht darstellt, oder diesem doch nahe verwandt ist. Nachdem Hr. Graham gezeigt hat, dass innerhalb des Hittorf'schen dunklen Raumes unmittelbar vor der Electrodenfläche noch einmal ein deutlich ausgesprochener Vorzeichenwechsel im Potentialgradienten eintritt, wird diese eigenthümliche Erscheinung verständlicher. Auch das Spectrum weist bei allen Gasen, die ich daraufhin untersucht habe, auf eine nahe Verwandtschaft mit dem Anodenlichte hin.

Bei der Erregung durch hinreichend rasche electrische Schwingungen bleibt daher die Anodenerscheinung auf der Electrode selbst *deshalb* unsichtbar, weil sie mit der ersten Kathodenschicht in ihrer Ausbreitung zusammenfällt, also bei der Uebereinanderlagerung vollständig durch diese verdeckt wird. Dass aber dieses Licht auch *nach* erfolgtem Zeichenwechsel, wenn also die betreffende Electrode wieder positiv geworden ist, wesentlich auf diese eng begrenzte Schicht zusammengedrückt bleibt und sich nicht in den Raum hinein verbreitet, der *vorher* von dem dunklen Kathodenraume eingenommen war, deutet auf eine Nachwirkung der Kathoden-

sowie von Hrn. Spiess vor.[1]) Die aus den erstgenannten sich ergebenden Werthe können ihrer Ableitung nach nur als vorläufige Schätzungen der Grössenordnung gelten; letztgenannte Untersuchungen beziehen sich auf den Fall von Entladungen eines Teslasystems, also auf Entladungsbedingungen, welche von den hier zu Grunde gelegten erheblich abweichen. Es genügt aber nicht, den in das Entladungsrohr selbst hineingegebenen und hier in andere Energieformen umgesetzten Wattconsum zu messen; um das Zusammenwirken aller einzelnen Theile der Anordnung übersehen zu können, müssen wir der Energietransformation von Anfang an folgen und beginnen daher mit dem dem System zugeführten Gleichstromeffecte.

Die folgende Tabelle enthält die Ergebnisse zweier Messungsreihen über den Wirkungsgrad η des Gleichstromwechselstrom-Umformers und zwar auch ausserhalb der Grenzen, in denen er bei dem Studium der Gasentladungen vorwiegend benutzt wurde. Dabei war die Maschine im Wechselstromkreise durch verschiedene inductionsfreie Widerstände belastet[2]).

Aus diesen Vorversuchen war zu ersehen, in welcher Weise der Wirkungsgrad zunahm, je kleiner die Belastung gewählt wurde, und dass bei einer gegebenen Belastung der Wirkungsgrad sich steigern liess, wenn höhere Voltzahlen zum Betriebe verwendet wurden. In Kiel wurde die Maschine mit Accumulatorenstrom gespeist; meist wurde mit 55 Volt gearbeitet; in München liess sich die Maschine direct an die Lichtleitung der Centrale der k. Technischen Hochschule anschliessen, die dauernd 64 Volt hielt. Der gewöhnliche Stromconsum betrug dann 1,5 bis 2,0 Ampère. Bei den üblichen Preisen für electrische Energie (Kilowattstunde 60 Pfennige) sind also die Consumkosten rund 7 Pfg. pro Stunde, also sehr gering. Ein Inductorium z. B. arbeitet viel unökonomischer, schon weil es nicht direct an die Centrale angeschaltet werden kann, und man daher vorher Spannung vernichten muss. Ferner fällt der Unterbrecher und die durch ihn bedingte Energieverwüstung fort.

1) P. Spiess, Inaug.-Diss. p. 46. Kiel, 1896.

2) Die Messungen wurden in dem Versuchslaboratorium des Hrn. Hummel in München angestellt.

Tabelle 1.

Gleichstrom		Wechselstrom				
Ampère	Watt	Ohm	Volt	Watt	Ampère	η
		1. Bei 50 Volt Gleichstrom:				
1,05	52,5	2385	33	0,46	0,014	0,009
1,07	53,5	1193	33	0,9	0,028	0,017
1,07	53,5	545	33	2	0,06	0,038
1,08	54	350	33	3,1	0,095	0,058
1,08	54	207	32	4,9	0,155	0,09
1,1	55	145	32	7	0,22	0,13
1,13	56,5	113	32	9	0,28	0,16
1,2	60	70	31	13,8	0,45	0,23
		2. Bei 60 Volt Gleichstrom:				
1,2	72	2385	41	0,7	0,017	0,01
1,22	73	1193	40	1,35	0,034	0,019
1,22	73	545	40	3	0,074	0,04
1,25	75	350	39	4,4	0,112	0,06
1,25	75	207	39	7,4	0,189	0,10
1,26	75,5	145	39	10,5	0,27	0,14
1,27	76	113	39	13,2	0,35	0,17
1,32	79,2	70	39	22	0,56	0,28

3. *Zusammenwirken des Gleichstromwechselstrom-Umformers*

b) im Wechselstromkreise

α) im Niederspannungskreise

Voltmeter } Hitzdrahtinstrumente von Hartmann
Ampèremeter } und Braun.

Wattmeter, direct zeigendes Weston-Instrument,

β) im Hochspannungskreise

das Plattenvoltmeter p. 774.

das Hitzdrahtampèremeter p. 772.

Maschine ohne Transformator. Bei 64 Volt Spannung an den Gleichstromklemmen und Serienschaltung von Feldmagneten und Anker consumirte die Maschine 1,4 Ampère, also 90 Watt. Diese Arbeit wird hauptsächlich zur Herstellung des Feldes, der Ueberwindung der Reibung und der electromotorischen Gegenkraft im rotirenden Anker verwendet. Wenn auch die Tourenzahl der Maschine nicht völlig von der Belastung unabhängig war, so können wir doch voraussetzen, dass diese Arbeit in allen folgenden Fällen etwa dieselbe ist, und sie daher von der gesammten zum Betriebe nöthigen Wattzahl abziehen um die Wechselstromleistung zu erhalten.

Maschine mit offenem Transformator. Verwendet wurde Transformator *b*, p. 771. Es ergaben sich

a) im Gleichstromkreise

64 Volt 1,5 Ampère, also 96 Watt;

b) im Wechselstromniederspannungskreise

36,5 Volt, 0,265 Ampère und 1,25 direct angezeigte Watt.

Zur Erregung des Wechselstromes in dem primären Kreise des Transformers müssen also der Maschine ca. 6 Watt Gleichstrom mehr als bei Nichtbelastung zugeführt werden. Die Leerlaufarbeit 1,25 wird erstens in Joule'sche Wärme verwandelt; der hierauf entfallende Betrag ist, da der Widerstand der Primärwickelung nach p. 771 gleich 1,142 Ω ist, 0,080 Watt. Der Rest von 1,17 Watt wird auf Hysteresisarbeit verwendet. Diesen Betrag müssen wir im Folgenden von der thatsächlich am Wattmeter beobachteten und um die entsprechende Joule'sche Wärme verminderten Wechselstromarbeit abziehen, um den zur Transformation wirklich zur Verfügung stehenden Vorrath an Energie zu erhalten. Derselbe ist aber bei den verschiedenen Belastungen nicht genau der gleiche, schon weil die Periodenzahl etwas schwankt. Mit hinreichender Genauigkeit können

wir ihn aber bei den folgenden Versuchen zu rund 1 Watt annehmen.

Das Product der beobachteten Spannung und Stromstärke ist gleich 9,67, also erheblich grösser als der thatsächlich beobachtete Effectwerth 1,25. Dies ist ein Zeichen, dass eine sehr erhebliche Phasendifferenz zwischen Strom und Spannung auftritt, die, wenn sie genau 90° betrüge, den Wechselstrom zu einem wattlosen Strom machen würde. Aus der Beziehung

$$A_{\text{beobachtet}} = v_{\text{eff.}} \times J_{\text{eff.}} \cos \varphi$$

können wir auf Grund der Beobachtungsdaten die Phasenverschiebung berechnen; sie ergiebt sich zu

$$\varphi = 82^{\circ}\ 34'4.$$

Wattverbrauch in der Hochspannungsleitung. Als die mit Kautschuk überzogenen, ausserdem noch durch Glasröhren geschützten, zum Theil an der Wand entlang geführten Zuleitungen zum Vacuumrohr angeschlossen wurden, sanken die Werthe für v und J im Niederspannungskreis auf 36,0 bez. 0,23. Der Wattverbrauch stieg um 1,59; wenn ausserdem das Plattenvoltmeter angeschlossen wurde um 1,69 Watt, Stromstärke und Spannungen blieben ungeändert 0,23 bez. 36,0. Es sind also bei allen folgenden Messungen ausser den obengenannten Abzügen immer noch diese 1,7 Watt in Abrechnung zu bringen.

Maschine mit Transformator, der auf Entladungsröhren arbeitet. Ich führe hier zunächst die Versuche mit dem p. 771 erwähnten Messtransformator an, weil bei ihm das Uebersetzungsverhältniss genau bekannt war (1 : 20). Bei den beiden cylindrischen gleich-

Bemerkenswerth ist hierbei vor allem, dass die Secundärspannungen in beiden Fällen etwas höher sind, als dem Transformationsverhältnisse entsprechen würde. Dies ist ein Anzeichen dafür, dass auch in dem secundären, das Entladungsrohr enthaltenden Kreise eine Phasendifferenz φ' Platz greift. Ihre Grösse wollen wir aus späteren Beobachtungen ableiten; wichtig ist zunächst, den *Sinn* der Verschiebung zwischen Strom und Spannung festzustellen. Zeichnet man das entsprechende Vectorendiagramm, welches hier, um Platz zu sparen, weggelassen ist, so erkennt man, dass der *Strom der Spannung vorauseilt.* Dies deutet darauf hin, dass *ein Entladungsrohr den Schwingungen gegenüber wie ein Condensator wirkt.* Die Condensatorwirkung ist je nach der Entwickelung der Dunkelräume eine verschiedene (vgl. w. u. p. 788).

4. *Energieverbrauch in verschiedenen Entladungsröhren bei verschiedenen Drucken.* — Die Belastung, welche eine in den Hochspannungskreis eingeschaltete Entladungsröhre herbeiführt, ist je nach ihrer Gestalt, Grösse und dem Gasdruck, sowie der Natur des leuchtenden Gases eine sehr verschiedene. Einen Ueberblick hierüber giebt die Tab. 3.

Zur Charakterisirung des Gasdruckes wurde einfach die Dicke d des Kathodendunkelraumes verwendet.

Da 96 Watt die Leerlaufarbeit der an den Transformator angeschlossenen Maschine war, so erkennt man, dass in den vier hier aufgeführten Fällen 18, 16, 16 bez. 20 Watt mehr in die Maschine eingeführt werden mussten, um das Entladungsrohr zu speisen. Dass im letzten Falle die im primären Wechselstromkreise erscheinende Arbeit von 27,0 Watt die Leerlaufarbeit von 1,25 (vgl. oben p. 781) um ca. 26 Watt übertrifft, also hier scheinbar 6 Watt mehr auftreten, als dem Gleichstromkreise mehr zugeführt wurden, enthält keinen Widerspruch gegen das Energieprincip; in diesem Falle war die Maschine etwas günstiger belastet und ihr Wirkungsgrad war erhöht, sodass die obige Zahl für die Leerlaufarbeit hier keine Anwendung mehr findet. Die wirklich zur Transformation gelangende Wattzahl (10. Columne) wird erhalten, wenn man von den direct gemessenen primären Watt (7. Columne) die auf Joule'sche Wärme in der Primärwickelung und das eine auf Hysteresisarbeit verwendete Watt (p. 784) abzieht.

Transformator *b*.

Entladungsröhre	Gleichstrom			Wechselstrom							
				Niederspannungskreis							
	Volt	Ampère	Watt	Volt	Ampère	Beobachtete Watt	Verlust an Joule'scher Wärme in der Primärwickelung	Hysteresisarbeit	Zur Transformation bleiben verfügbar	$c_{\text{eff.}} \times J_{\text{eff.}}$	Phasendifferenz φ
A bei hohem Druck (d = 1,5 mm)	64	1,78	114	32,0	1,4	18,9	2,2	1,0	15,7	45	65′ 10″
A bei etwas niedrigerem Drucke (d = 2,5 mm)	64	1,75	112	32,0	1,4	16,5	2,2	1,0	13,3	45	65 29
B bei demselben Drucke (d = 2,5 mm)	64	1,75	112	32,0	1,4	14,5	2,2	1,0	11,3	45	71 12
C	64	1,81	116	33,0	1,05	27,0	1,3	1,0	24,7	35	50 29

[redacted]

den Mess
über
etw

em transformirten Effect ist erstens die in der Secundär-
ung auftretende Joule'sche Wärme abzuziehen und
as die 1,7 Watt, welche nach p. 782 in der Leitung
n gehen. Auf diese Weise werden die Zahlen der letzten
ne erhalten, welche den electrischen Effect e angeben,
r wirklich auf das Entladungsrohr wirkt. Er ist bei
ngen Rohre C sehr gross; hier wird ein sehr grosser
der überhaupt transformirten Energie zum Erregen des
s selbst verwendet; bei kürzeren Entladungsröhren ist
Verhältniss ungünstiger; die Stromstärke ist hier er-
ier, ein grosser Theil der Energie erwärmt die secun-
Wickelung. Man sieht aber auch, dass der Energie-
n eines Entladungsrohres wesentlich vom Gasdrucke ab-

Um über den Gang dieser Erscheinung genaueren
luss zu erhalten, habe ich ein grosses Beobachtungs-
al gesammelt, das ich demnächst gesondert zu publi-
gedenke. Hier mögen die folgenden Andeutungen genügen.
owohl bei hohen Drucken, bei denen die Gassäule eben
rochen wird, und die Entladung einsetzt, wie bei sehr
en ist die Spannung an den Electroden sehr hoch, die
stärke gering; bei einem gewissen mittleren Drucke er-
erstere ein Minimum, letztere bei demselben Gasdrucke
aximum.[1]) Hand in Hand damit geht bei abnehmen-
Drucke (nach einer kleinen Steigerung bei hohem Drucke)
ist ein Abnehmen des Productes der Volt und Ampères
i jenem Umkehrpunkte hin, dann ein Zunehmen[2]) bis
iem Maximum; bei sehr niedrigen Drucken, bei denen
slich gar keine Entladungen durch das Rohr mehr hin-
gehen, nimmt dann die verbrauchte Energie wieder bis
ll ab.

) Ein solches gleichzeitiges Umkehren von Spannung und Strom-
haben auch die Herren H. Paalzow und F. Neesen bei ihren
uchungen der Batterieentladungen durch verdünnte Gase beob-
(Wied. Ann. **56.** p. 289. 1895).

) Dieses Abnehmen der electrischen Energie bis zu einem Minimum
em bestimmten Drucke und dann das Wiederzunehmen des Watt-
ches geht ganz parallel der Gesammterwärmung des Rohres oder
wärmung der Kathode, welch letztere bei dem Ueberwiegen der
lenerscheinung in unseren Entladungsröhren das Bestimmende ist;
Wiedemann, Wied. Ann. **10.** p. 214 u. 226. 1880.

Inwieweit sich die Maschine diesen wechselnden Belastungen anzupassen vermag und die Belastungsschwankungen in dem secundären Transformatorkreise sich auf den Gleichstrom übertragen, zeigt die

Tabelle 4.

Transformator *a*.

	Gleichstrom			Wechselstrom secundär			Gasdruck
	Volt	Amp.	Watt	Volt	Amp.	$V \times i$	
Röhre *A*	61,0	1,7	103,7	1232	0,0000		sehr hoch
	61,0	1,9	115,9	779	0,0066	5,1	ca. 5,8 mm
	60,8	2,0	121,6	444	0,0116	5,2	1,34
	60,9	1,9	115,7	663	0,0064	4,2	0,147
	61,1	1,7	103,9	1022	0,0017	1,7	0,061

Der oben beschriebene Gang in dem Wattverbrauch der Röhre setzt sich in den Gleichstromkreis hinein fort. Es wird von der Maschine also nichts zwecklos producirt, sie passt sich vielmehr den wechselnden Belastungen vollkommen an. Dabei ist gerade in dem Druckbereiche, in dem die Gasentladungen besonders charakteristische Erscheinungen zeigen, für welchen die Anordnung also hauptsächlich verwendet wird, das Güteverhältniss der Transformation ein ganz besonders günstiges (vgl. auch Tab. 3).

Vor allem geht auch nach Tab. 2, 3 und 4 der Mehrbedarf im Gleichstromkreise herab, wenn etwa durch fort-

so herabgesetzt, dass sie nicht mehr messbar war. Ein Graphitwiderstand ergab die Stromstärke Null; die Spannung war dieselbe wie bei offenem Kreise.

5. *Berechnung der Phasendifferenz zwischen Strom und Spannung in einem durch electrische Schwingungen erregten Entladungsrohre.* — Das Product von Spannung und Stromstärke giebt bei einem von Wechselströmen durchflossenen System nur dann die in demselben vorhandene Energie, wenn die Phasendifferenz zwischen den beiden genannten Grössen Null ist. Bereits oben (p. 783) wurde aber darauf hingewiesen, dass dies bei einer Entladungsröhre offenbar nicht der Fall ist; ein leuchtendes Gas leitet zwar, es leitet, wie es scheint, auch wie ein Leiter von nicht grösserer oder kleinerer Selbstinduction, als der geometrischen Gestalt der Leitungsbahn und der magnetischen Permeabilität des umgebenden Mediums entspricht, es wirkt aber auf einen Wechselstrom wie ein Leiter mit nicht unerheblicher Capacität. Durch dieselbe tritt eine Phasenverschiebung φ' auch in dem secundären Kreise und zwar derart ein, dass die Stromwelle in der Phase vorgezogen wird und die Spannungswelle zurückbleibt. Die Zahlen der Tab. 3 gestatten φ' zu berechnen, da wir das Product der Effectivwerthe einerseits, die dem Rohre selbst zugeführte Effectivgrösse andererseits kennen. Die untenstehende Tabelle 5 giebt die Resultate, die Folgendes erkennen lassen:

Die Phasendifferenz wächst (innerhalb des untersuchten Druckintervalles) mit abnehmendem Drucke; sie ist bei der kurzen cylindrischen Röhre *B* grösser als bei der gleichweiten doppelt so langen Röhre *A*; bei der sehr langen Röhre *C* ist sie sehr klein, die Voltampères stellen sehr nahe auch den wirklichen Wattverbrauch dar.

Tabelle 5.

Phasendifferenz φ' bei Röhre			
A		*B*	*C*
hoher Druck (d = 1,5 mm)	niederer Druck (d = 2,5 mm)	niederer Druck (d = 2,5 mm)	
39°13′	44°3′	46°56′	sehr klein

Dieses Resultat stimmt mit der Thatsache überein, dass die Spannung an den Elektroden zunächst durch einen das

vorgelegte Hitzdrahtampèremeter passirenden Strom, einen Ladestrom, auf eine gewisse Höhe gebracht werden muss, ehe die Entladung und damit der Spannungsausgleich stattfindet. Das Aufteten der Phasendifferenz φ' bringt die Condensatornatur eines mit leuchtendem Gase erfüllten Raumes, sowie die Capacitätseigenschaften desselben am deutlichsten zum Ausdruck. — In einer späteren Arbeit soll die Wärmeentwickelung in Entladungsröhren unter der Einwirkung der ungedämpften Schwingungen discutirt und im Anschlusse daran die absolute Bestimmung der Capacitätsgrösse selbst versucht werden.

Die vorliegenden Untersuchungen dürften zeigen, dass der hochfrequente Wechselstrom bei dem Studium der Gasentladungen ein wichtiges Hülfsmittel zu werden vermag. —

Zum Schlusse möchte ich nicht verfehlen, Hrn. Dr. W. Hoffmann für seine Unterstützung bei dieser Arbeit meinen besten Dank zu sagen.

München, Phys. Inst. d. Techn. Hochschule, Juli 1889.

(Eingegangen 12. Juni 1898.)

6. *Ueber die Abhängigkeit der Capacität eines Condensators von der Frequenz der benutzen Wechselströme; von Julius Hanauer.*

Für das Jahr 1894/1895 hatte die philosophische Facultät der Universität Würzburg die Preisaufgabe gestellt:

„Die Dielectricitätsconstante einiger Substanzen hat sich verschieden ergeben, je nach der Schwingungszahl der zur Bestimmung dieser Constante angewandten Wechselströme. Es ist durch Versuche festzustellen, ob diese Erscheinung als eine Dispersion electrischer Wellen aufzufassen ist oder nicht."

Die im Folgenden mitgetheilten Versuche sollen einen Beitrag zur Lösung der Frage liefern.

I. Methoden.

In der nebenstehenden Brückenanordnung (Fig. 1) sei c_1 ein Condensator mit einem beliebigen festen oder flüssigen Dielectricum, c_2 ein Luftcondensator, w_3 und w_4 reine[1]) Widerstände; zwischen w_3 und w_4 befinde sich ein Messdraht mit Schleifcontact (s). In der Brücke liege ein Telephon (T); der Strom werde von einem Inductorium mit Wagner'schem Hammer geliefert.

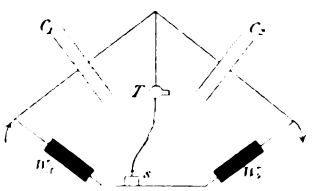


Fig. 1.

Dann erhält man im Telephon meist kein vollständiges Verschwinden des Tones: Die Minima von Grundton und Obertönen liegen nebeneinander auf dem Messdraht. Diese Erscheinung kann verursacht sein durch

1. eine thatsächliche Verschiedenheit der Dielectricitätsconstante mit der Schwingungszahl,

2. Energieverluste im Dielectricum; diese können ihren Grund haben in

1) Ohne Selbstinduction, Capacität und Polarisation.

α) Rückstandsbildung,
β) der Wirkung der Polarisation,
γ) dem Einfluss der Leitfähigkeit.

Arbeitet man aber anstatt mit einem beliebigen Wechselstrom, der eine Summe von Sinusströmen ist, mit einem einfachen Sinusstrom, so muss im Falle 1, wenn also eine Verschiedenheit der Dielectricitätsconstante mit der Schwingungszahl vorliegt, ein vollständiges Verschwinden des Stromes im Telephon eintreten, für wechselnde Tonhöhen ändert sich die Stelle auf dem Messdraht, an der das Telephon schweigt.

Findet jedoch ein Energieverlust irgend einer Art in dem Dielectricum statt (Fall 2), so erhält man auch bei sinusförmiger Schwingung an keiner Stelle des Messdrahtes ein Verstummen des Telephons, sondern nur ein Minimum des Tones.

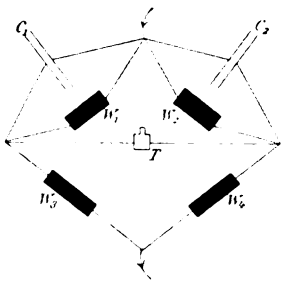
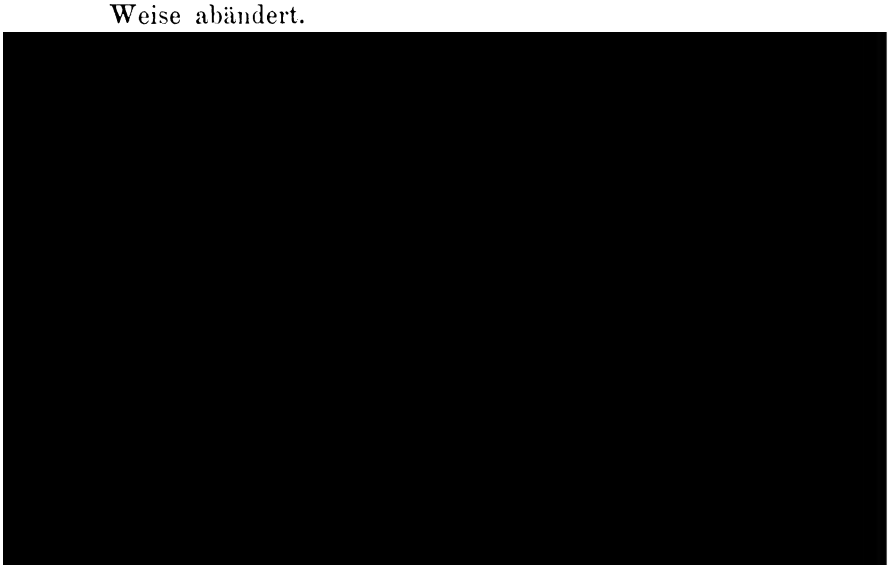


Fig. 2.

Falls 1. und 2. gleichzeitig auftreten, erhält man nur Minima, für verschiedene Tonhöhen an immer anderen Stellen, wie oben bereits gesagt wurde.

Jedoch gelingt es, unter Anwendung eines einfachen Sinusstromes, stets ein völliges Verschwinden desselben in der Brücke zu erreichen, indem man den Vergleichszweig 2 in passender Weise abändert.



für den Strom i in w_2 der Energieverlust $i^2 w_2 = i^2 w_1$; w_1 ist meist kein einfacher Widerstand, wie er beim Gleichstrom auftritt und wird deshalb „ersetzender" oder „wirksamer" („effectiver") Widerstand genannt. Auch die Verschiedenheit des Werthes von c_1 bei verschiedenen Tonhöhen kann mancherlei Ursachen haben; dies soll durch die Bezeichnung „wirksame Capacität" angedeutet werden.

Diese Methode (1) diente bei den folgenden Versuchen zur Messung an merklich leitenden Flüssigkeiten; sie konnte aber nicht angewandt werden bei nach Megohm zählendem w_1 wegen der Schwierigkeit, so grosse Widerstände genügend constant herzustellen.

II. Deshalb wurde nach einem Vorschlage von M. Wien[1]) in solchen Fällen w_2 vor c_2 (Fig. 3) geschaltet. Unter der Annahme, dass $w_3 = w_4$ sein soll, ergeben sich die Beziehungen

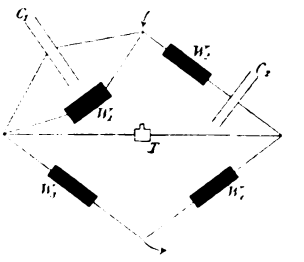


Fig. 3.

$$\frac{c_1}{c_2} = 1 - \frac{w_2}{w_1},$$

$$n^2 c_1 c_2 w_1 w_2 = 1.$$

Hieraus

$$(2) \qquad c_1 = \frac{c_2}{1 + n^2 c_2^2 w_2^2}, \qquad w_1 = \frac{1 + n^2 c_2^2 w_2^2}{n^2 c_2^2 w_2}.$$

Unter n ist die mit 2π multiplicirte Anzahl der electrischen Schwingungen $\sec^{-1}$ verstanden.

Auf diese Weise können durch kleine Widerstände im Zweige 2 die sehr grossen Widerstände im Zweig 1 gemessen werden.

II. Apparate.

Für die anzustellenden Versuche ist die Anwendung der gebräuchlichen bifilar gewickelten Rollen der Widerstandskasten, ihrer Capacität wegen, ausgeschlossen.

Daher waren zunächst „reine" Widerstände zu beschaffen.

Widerstände. Ein Zickzackwiderstand aus platinirtem Glase von 3000 Ohm bei etwa 20 cm² Oberfläche zeigte sich nicht constant genug, um dem beabsichtigten Zwecke zu dienen.

1) M. Wien, Wied. Ann. **44.** p. 681. 1891.

Es lag nahe, die in der Technik als inductionsfreie Widerstände benutzten Glühlampenfäden zu verwenden; ich besorgte mir möglichst feine Kohlefäden, deren jeder bei etwa 15 cm Länge gegen 1000—1100 Ohm Widerstand besass.

Dieselben wurden in folgender Weise verarbeitet. An den Enden wurde electrolytisch etwas Kupfer niedergeschlagen dabei diente als Zuleitung eine Pincette, deren Zinken mehrfach mit Stanniol umwickelt waren. Die verkupferten Stellen wurden durch Eintauchen in Löthwasser und in geschmolzenes Loth verzinnt und an dünne Kupferdrähte angelöthet. Zum Schutze gegen Verletzungen wurden sie, auf Glasstreifen aufgelegt, in kurze Reagenscylinder eingeschoben. Uebrigens konnte das Verkupfern auch unterbleiben, es genügt, die Kohlefäden in verzinnte Kupferspiralen einzuführen und etwas Loth einfliessen zu lassen, um eine gut leitende Verbindung herzustellen.

Auf die zuletzt angegebene Weise gelang es mir, verschiedene Widerstände von 1000 Ohm bis 100 Ohm herzustellen; die genaue Abgleichung geschah durch zugefügte Stückchen Neusilberdraht.

Kleinere Widerstände stellte ich aus Neusilberdraht von 0,11 mm Dicke (1 m hatte 38,7 Ohm Widerstand) nach Chaperon's Vorschrift zu 50, 20, 20 und 10 Ohm her.

Ausser den Kohlefäden kommen noch Glühlampen von etwa 900 Ohm Widerstand zur Verwendung.

Die Constanz der Widerstände wurde häufig geprüft, von

Die Verschiedenheit kann nicht etwa der Temperaturdifferenz zugeschrieben werden, denn 1° Temperaturerhöhung bewirkt eine Abnahme des Widerstandes um 0,00037[1]) seines Werthes bei gewöhnlicher Temperatur, wie sich als Mittel aus mehreren Bestimmungen ergab.

Für den vorliegenden Zweck ist die Constanz in der Zeit vollkommen ausreichend.

Durch Versuche wurde gezeigt, dass die Capacität von Kohlewiderständen geringer ist, als von Chaperonrollen und dass die Selbstinduction der ersteren geringer ist, als die von zickzackförmig ausgespannten Neusilberdrähten. Nun ist der Unterschied zwischen den letzteren und Chaperonrollen an sich gering, wie man sieht, wenn man sie in benachbarten Zweigen der Wheatstone'schen Brücke mit Wechselstrom untersucht.

Kohlefäden sind hiernach genügend reine Widerstände.

Es ist von Interesse, zu erwähnen, dass es gelang, bei grösseren Chaperonrollen die Capacität annähernd zu bestimmen: zwei aus Neusilberdraht[2]) mit einer Cartonschicht zwischen jeder Lage hergestellte Rollen zu 10 000 Ohm zeigten jede eine Capacität von ca. 10^{-4} Mikrof., eine in etwas anderer Weise gewickelte Rolle zu 5000 Ohm ebenfalls ca. 10^{-4} Mikrof.

Ein Rheostat von Hartmann und Braun mit bifilar gewickelten Rollen lieferte bei 256 Schwingungen sec^{-1} folgende Capacitäten:[3])

Rolle von	3000	Siemens	etwa 0,0030	Mikrof.
„ „	2000	„	„ 0,0028	„
„ „	1000	„	„ 0,0016	„

Die Capacität der kleineren Rollen, bis zu 100 Siemens war nicht mehr zu messen, aber wohl bemerkbar.

Capacitäten. Zu den Messungen standen zwei bis auf die Plattenzahl ganz gleiche Luftcondensatoren[4]) aus Aluminiumplatten von (18 cm)² Fläche und 2 mm Dicke zur Verfügung,

1) In Uebereinstimmung mit Beobachtungen von W. von Siemens, Wied. Ann. **10.** p. 560. 1880; Borgmann, Wied. Ann. **11.** p. 1041. 1880; Muraoka, Wied. Ann. **13.** p. 307. 1881.

2) Vgl. p. 8.

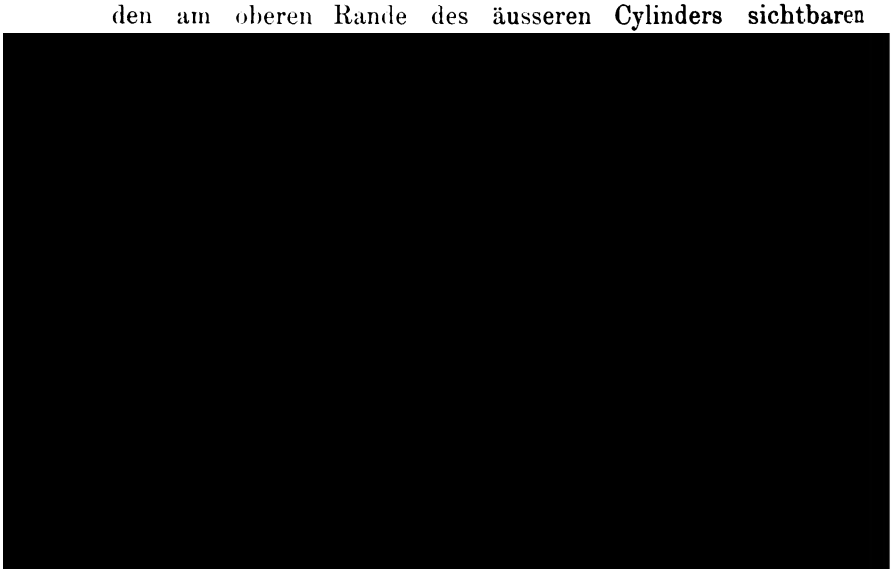
3) Vgl. auch Brylinski, Lum. él. **30.** p. 623. 1888; Heinke, Inaug.-Diss., München 1894 „Resultirende" Capacität.

4) Die Beschreibung derselben wird von anderer Seite erfolgen.

welche von Hrn. Prof. Röntgen construirt waren. Der eine bestand aus zwei Messinggrundplatten und 40 Aluminiumplatten; seine Capacität ergab sich durch Vergleichung mit einem genau bekannten Selbstinductionscoefficienten zu 0,01004 Mikrof. Dieser Condensator diente als Vergleichsnormale und blieb während der Versuche unverändert. Die Isolation der beiden Plattensysteme, welche den Condensator bildeten, gegeneinander und gegen die Erde war sehr vollkommen, wie aus Versuchen hervorging, die mit einem Electroskop und mit statischer Ladung angestellt wurden.

Der andere Condensator, vollständig aus 2 + 60 Platten bestehend, wurde durch Wegnehmen von Platten stets etwas kleiner als die zu messende Capacität gemacht.

Ein dritter, continuirlich variabler Condensator, welcher als Zusatz zu den letztbeschriebenen diente, war folgendermaassen eingerichtet: Ein Messingrohr von 3,2 cm äusserem Durchmesser trug eine Centimetertheilung, welche durch die Zahlen 75—95 bezeichnet war, und konnte mittels Zahnrad und Trieb in einem Hohlcylinder von 3,4 cm innerem Durchmesser verschoben werden. Dieser stand isolirt auf drei Glasfüssen. Die Führung des beweglichen Cylinders in dem festen wurde gleichfalls durch aufgekittete Glasstückchen bewirkt. Jedem Centimeter der Theilung entsprach 0.0000099 Mikrof., wie wiederholt festgestellt wurde. Die bei den Beobachtungen angegebene Anzahl Centimeter bedeutet den am oberen Rande des äusseren Cylinders sichtbaren



Auch war stets ein Hörtelephon für eine Einstellung bereit.

Stromquellen, Unterbrecher. Den Strom lieferte ein Inductorium, dessen primäre Rolle 0,27 Ohm und dessen secundäre Rolle 850 Ohm Widerstand hatte. In die primäre Rolle wurde, vermittelst eines Saitenunterbrechers, ein drei Daniell'schen Elementen entstammender intermittirender Strom geschickt. Zur Einstellung bei sehr hohen Schwingungen (schätzungsweise 10000 sec^{-1}) diente das von Nernst[1]) beschriebene Inductorium und Hörtelephon. Diese Einstellungen sind in den angeführten Messungsreihen durch „*N*" angedeutet, während die manchmal mit dem Hörtelephon ausgeführte Einstellung auf das Minimum der Obertöne der Saite „512" mit „*H* 512" bezeichnet ist.

Alle zur Untersuchung dienenden Apparate waren in dem Beobachtungszimmer in geeigneter Weise untergebracht, dabei wurde, wie sogleich beschrieben werden soll, alles vermieden, was die Zuverlässigkeit der Beobachtung hätte beeinträchtigen können.

III. Fehlerquellen.

Akustische Einwirkungen. Die Aufstellung der Unterbrecher im Beobachtungsraume bietet den Vortheil, dass man die Saite bequem auf den richtigen Ton bringen kann, doch findet dann leicht eine durch die Luft vermittelte akustische Wirkung auf das optische Telephon statt. Auch das durch die wechselnden Ladungen hervorgebrachte schwache Tönen des Plattencondensators kann kleine Fehler verursachen. Beide Fehler wurden aber stets sorgfältig vermieden.

Isolation. Die Ableitung irgend eines Punktes der Brückenanordnung zur Erde brachte eine Aenderung der Einstellung hervor durch scheinbare Vergrösserung der Capacität. Aus dieser Beobachtung ergiebt sich die Nothwendigkeit, das ganze System der benutzten Apparate sorgfältig, durch Porzellan, Paraffin, Glas etc., von der Erde zu isoliren und sich nicht mit der Isolation allein der Condensatoren zu begnügen, welche schon durch deren Construction gegeben war, — eine Vorsichtsmaassregel, deren Nothwendigkeit sich bereits bei einer

1) Nernst, Zeitschr. f. physik. Chem. **14.** p. 629. 1894.

früher im hiesigen Institut von anderer Seite ausgeführten Arbeit herausgestellt hatte.

Absichtlich zur Erde abgeleitet waren die Schutzhüllen, wie bereits oben erwähnt wurde.

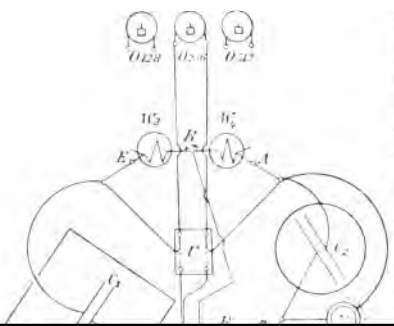
Man thut gut, sich nicht auf die Güte der Isolation der käuflichen Leitungsdrähte zu verlassen, sondern blanke Drähte, durch Porzellanknöpfe isolirt, durch die Luft zu ziehen.

Lange, parallel geführte Drähte wurden wegen ihrer Capacität in der Brückenanordnung vermieden; ferner, wie bereits erwähnt, Rheostaten der gewöhnlichen Construction.

Auch die Telephone können durch ihre Capacität störend wirken, wenn nicht durch eine möglichst symmetrische Anordnung dieser Fehler vermieden wird.

IV. Versuchsanordnung.

Die Aufstellung der Apparate ist aus der schematischen Zeichnung (Fig. 4) zu ersehen. Es ist C_1 der, in einer zur Erde abgeleiteten metallischen Schutzhülle untergebrachte, zu prüfende Condensator, R_2 ein Glühlampenrheostat, bei der Methode (1)[1]) parallel-, bei (2) vorgeschaltet dem Luftcondensator mit veränderlicher Alu-



ein; von E und A führt je ein Draht zum Umschalter U und von da entweder zu einem der drei optischen Telephone O_{128}, O_{256}, O_{512} oder zum Hörtelephon *Ht.*

J_1 J_2 J_3 sind die entsprechenden Saitenunterbrecher, Tr das zugehörige Inductorium.

Va. Versuche an festen Körpern.

Zur Messung wurden die festen Dielectrica in Plattenform isolirt in einen grossen, zur Erde abgeleiteten Zinkblechkasten gebracht von (50 cm)^2 Grundfläche und 30 cm Höhe, durch dessen Deckel die Zuführungen zu den Belegungen des zu untersuchenden Condensators gingen.

Die praktische Ausführung soll an einem Beispiele genau beschrieben werden; bei den übrigen Versuchen war sie genau entsprechend.

1. Glas.

Eine Platte aus Salinglas, 1 mm dick und etwa 440 cm^2 gross, wurde beiderseits nach dem Böttger'schen Verfahren versilbert, abgespült und getrocknet; dann wurden vom Rande dünne Streifen abgeschnitten. Nachdem dieser Condensator in den Schutzkasten gebracht war, wurde der Aluminiumcondensator so gross gemacht, dass die ganze, durch Vorversuche ungefähr bestimmte Aenderung der Capacität des Glascondensators mittels des zu C_2 parallel geschalteten Condensators γ gemessen werden konnte. Dann wurde, ohne Rücksicht auf den Widerstand w_2, der Condensator γ solange verändert, bis der Ausschlag des Telephonspiegels ein Minimum war. Darauf wurde der kleinste Widerstand aufgesucht, der den Ausschlag zum Verschwinden brachte, zu welchem Zwecke auch γ noch um ein Geringes verändert werden musste, im vorliegenden Beispiel war dies $w_2' = 7350$ Ohm[1]); jetzt wurde γ nochmals möglichst genau eingestellt (82,0 cm, 82,0 cm). Dann wurde der grösste Widerstand aufgesucht, bei welchem noch ein scharfes Spaltbild erhalten werden konnte ($w_2'' = 7750$ Ohm), und wieder γ zweimal eingestellt (82,2 cm, 82,5 cm).

1) Vgl. Tabelle p. 799.

Auf diese Beobachtung folgten die in gleicher Weise ausgeführten Messungen bei der Schwingungszahl 128 und 512. Dann kam eine Messung mit Anwendung des Hörtelephons statt des optischen Telephons bei 512 und eine solche, nachdem das Nernst'sche Inductorium als Stromquelle eingeschaltet war.

Den Schluss bildete stets die Wiederholung der Anfangsbeobachtung, also mit 256 Schwingungen sec^{-1}.

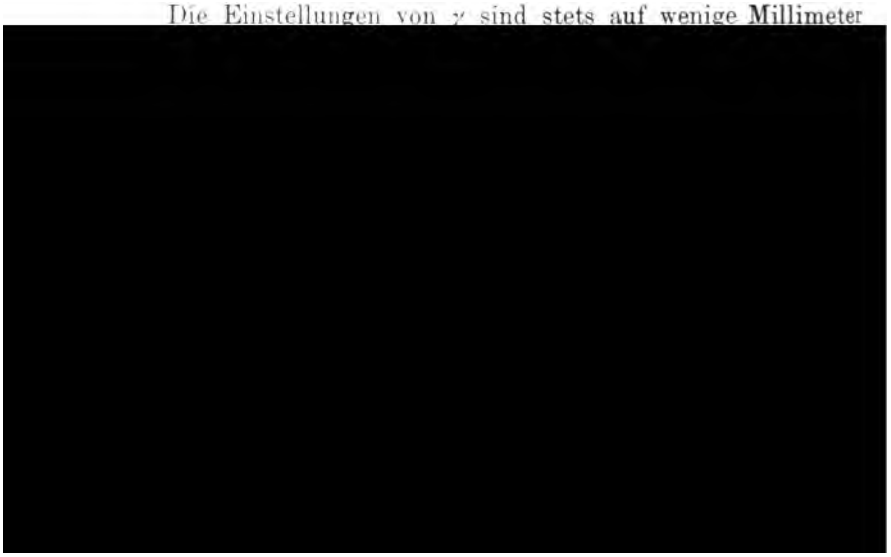
Eine derartige Reihe war in nicht ganz einer Stunde vollendet.

Jetzt wurde statt des zu untersuchenden der constante Condensator mit 40 Aluminiumplatten ($c'_1 = 0{,}01004$ Mikrof.) eingeschaltet, in den Zweig 4 der nöthige Widerstand ($w'_4 = 930 + 2101$ Ohm) gebracht. Hieraus berechnet sich im vorliegenden Fall

$$c_2 = c'_1 \frac{w_3}{w_4} = 0{,}01004 \frac{930}{930+2101} = 0{,}003070 \text{ Mikrof.}$$

direct für die Einstellung bei 256 Schwingungen sec^{-1}, der Condensator γ wurde bei dieser letzten Messung nicht verändert; von dem jetzt bekannten Werthe (0,003070 Mikrof.) ausgehend, wurden die den anderen Schwingungszahlen entsprechenden Werthe in einfacher Weise gefunden: der Werth, welcher 1 cm von γ besitzt, war von früheren Bestimmungen her bekannt.

Die Einstellungen von γ sind stets auf wenige Millimeter



Bei allen mitgetheilten Versuchen, ausser dem ersten, soll, der Uebersichtlichkeit halber, mit der höchsten Schwingungszahl begonnen und mit der niedrigsten aufgehört werden; aus demselben Grunde sind die Beobachtungen mit „256“ am Anfang und am Schluss der ganzen Messung in die Mitte der Columne gesetzt.

$\frac{n}{2\pi}$	w_2 Ohm		γ cm	c_2 Mikrof.	w_1 Megohm	$n^2 c_2^2 w_2^2$	c_1 Mikrof.	Proc. Diff.
256	7350	7550	82,0	0,003072	5,55	0,0013	0,003068	1,7
256	7750		82,0					
			82,2					
			82,5					
128	21000	22000	86,0	0,003110	7,81	0,0035	0,003101	3,0
128	23000		86,0					
512	2300	2500	78,8	0,003040	4,16	0,0006	0,003038	0,8
512	2700		79,0					
512 *Ht*			76,5	0,003015	[1]		0,003015	0,0
256	7360	7555	82,0	0,003070	5,73	0,0013	0,003066	1,7
256	7750		82,0					

Wie aus der Tabelle hervorgeht, nimmt die Capacität zu, wenn die Schwingungsdauer zunimmt. Die Dielectricitätsconstante ergiebt sich für Salinglas zu ca. 5,6. Auf die genaue Kenntniss des absoluten Werthes ist dabei, wie überhaupt bei dieser Untersuchung, kein Gewicht gelegt. Die Leitfähigkeit würde sich zu 4,2 bis $7{,}8 \cdot 10^{-15}$, bezogen auf Quecksilber, ergeben; doch deutet die Verschiedenheit von w_1 bei wechselnder Schwingungszahl darauf hin, dass hier keine wirkliche Leitfähigkeit vorliegt; aus diesem Grunde ist bei den folgenden festen Körpern von der Angabe der Leitfähigkeit abgesehen und nur der Widerstand w_1 angegeben.

Eine nach zwei Tagen ohne Berührung der Platte vorgenommene Messung ergab:

1) Da die Schwingungszahl, auf deren Verschwinden eingestellt wird, nicht bekannt ist, so kann man auch w_1 nicht angeben.

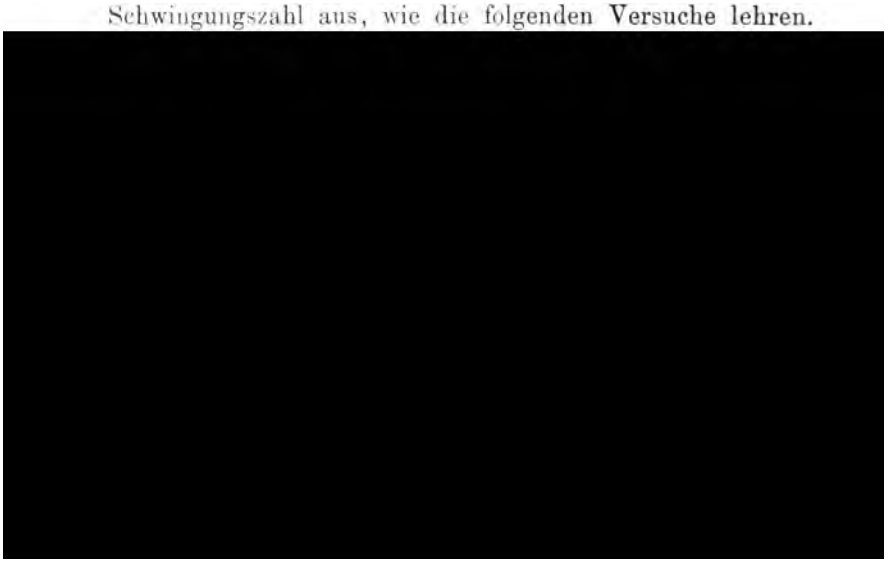
$\frac{n}{2\pi}$	w_2 Ohm	γ cm	c_1 Mikrof.	w_1 Megohm	$n^2 c_2^2 w_2^2$	c_1 Mikrof.	Proc. Diff.
N		76,8	0,003018			0,003018	0,0
H 512		78,0	0,003030			0,003030	0,4
512	2000	80,1	0,003051	4,9	0,0006	0,003049	1,0
256	6540 } 6290	83,3 }	0,003083	6,9	0,0013	0,003079	2,0
256	6040 }	83,3 }					
128	18100	86,4	0,003114	9,3	0,0028	0,003104	2,8

Dieselbe Glasplatte wurde vorsichtig erwärmt und nach dem Abkühlen von neuem untersucht.

$\frac{n}{2\pi}$	w_2 Ohm	γ cm	c_1 Mikrof.	w_1 Megohm	$n^2 c_2^2 w_2^2$	c_1 Mikrof.	Proc. Diff.
N		77,2	0,003022			0,003022	0,0
H 512		78,0	0,003030			0,003030	0,3
512	1570	81,1	0,003061	6,6	0,0002	0,003061	1,3
256	4490 } 4220	83,6 }	0,003087	10,1	0,0004	0,003086	2,1
256	3950 }	83,8 }					
128	10300	86,2	0,003112	16,6	0,0006	0,003110	3,0

Bei wenig verschiedenem c_1 hat sich w_1 nach der Erwärmung bedeutend vergrössert, als Grund für diese Aenderung kann man das Verschwinden der Feuchtigkeitsschicht von dem Rande der Glasplatte annehmen.

Die Art der Metallbelegung, sowie die Grösse und die Form der Platte üben keinen beträchtlichen Einfluss auf die procentuale Aenderung der Capacität mit veränderlicher Schwingungszahl aus, wie die folgenden Versuche lehren.



Zwischen Quecksilber gelegt ergab dieselbe Platte folgende erthe:

n	w_2 Ohm		γ cm	c_2 Mikrof.	w_1 Megohm	$n^2 c_2^2 w_2^2$	c_1 Mikrof.	Proc. Diff.
N	160		83,0	0,002621			0,002621	0,0
56	3900	3650	86,0	0,002652	15,4	0,0002	0,002652	1,2
56	3400		86,0					
28	8000		87,5	0,002666	28,1	0,0003	0,002666	1,7

Einige andere dünne Scheiben desselben Glases zwischen uminiumplatten gelegt:

n	w_2 Ohm		γ cm	c_2 Mikrof.	w_1 Megohm	$n^2 c_2^2 w_2^2$	c_1 Mikrof.	Proc. Diff.
12	390		77,9	0,01010	2,4	0,0002	0,01010	0,0
56	1250	1245	85,3	0,01016	3,1	0,0004	0,01016	0,6
56	1240		85,6					
28	3400		93,9	0,01025	4,5	0,0008	0,01024	1,4

Ein kleiner Condensator derselben Art:

n	w_2 Ohm		γ cm	c_2 Mikrof.	w_1 Megohm	$n^2 c_2^2 w_2^2$	c_1 Mikrof.	Proc. Diff.
N			77,5	0,004022			0,004022	0,0
12	1120		81,0	0,004063	5,2	0,0002	0,004063	1,0
56	3230	3285	84,0	0,004091	7,5	0,0004	0,004091	1,7
56	3340		84,0					
28	8950		87,1	0,004120	10,8	0,0008	0,004117	2,5

Aus den mitgetheilten Versuchen geht ganz deutlich vor, dass die Aenderung von c_1 mit der Schwingungsl dem untersuchten Glase eigenthümlich und nicht etwa rch die Art der Zusammensetzung des Condensators veracht ist.

In derselben Art erhielt ich für

2. Glimmer,
zwischen Metallplatten gelegt.

$\frac{n}{2\pi}$	w_2 Ohm	γ cm	c_2 Mikrof.	w_1 Megohm	$n^2 c_2^2 w_2^2$	c_1 Mikrof.	Proc. Diff.
N	200	77	0,00352			0,00352	0,0
$H512$	500	80	0,00355			0,00355	0,9
512	2200	84	0,00359	3,4	0,0006	0,00359	2,0
256	6600 } 6200	89 } 88,5	0,00364 }	4,9	0,0010	0,00364 }	3,3 }
256	5800 }	88 }	0,00363 }			0,00363 }	3,0 }
128	17400	94	0,00370	7,0	0,0025	0,00369	4,7

3. Hartgummi.

Eine 1 mm starke Platte von 37,28 cm² wurde auf beiden Seiten mit Stanniol belegt und ergab folgende Werthe:

$\frac{n}{2\pi}$	w_2 Ohm	γ cm	c_2 Mikrof.	w_1 Megohm	$n^2 c_2^2 w_2^2$	c_1 Mikrof.	Proc. Diff.
N	90	86,8	0,003318			0,003318	0,0
256	2000 } 1930	89,5 }	0,003345 }	18,5	0,0001	0,003345	0,8
256	1860 }	89,5 }	0,003345 }				
128	4200	90,2	0,003352	32,2	0,0002	0,003352	1,0

Hieraus ergiebt sich die Dielectricitätsconstante zu 2,6. Von den Beobachtungen an einem

4. Condensator mit Paraffinpapier

ist — zum grössten Theil wenigstens — nicht einer schlechten Isolation des Dielectricums oder einem Nebenschluss zuzuschreiben, sondern sie bedeutet einen mit der Schwingungsdauer zunehmenden Energieverlust, welcher in der Natur des Dielectricums begründet ist. Ueber die Grösse des Energieverlustes mag folgende Tabelle ein Bild geben. Der Energieverlust ist in Watt angegeben und ist für eine Stromstärke von 1 Amp. und einen Condensator von 1 Mikrofarad berechnet. Daneben ist die Aenderung der Capacität in Procenten angegeben.

N	Glas[1])		Glimmer		Hartgummi	
	E.-V.	ΔC	E.-V.	ΔC	E.-V.	ΔC
128	32,1	3,0	64,3	4,7	14,1	1,0
256	13,0	2,1	22,5	3,2	6,5	0,8
512	4,8	1,3	7,9	2,0		

Offenbar gehen beide Erscheinungen Hand in Hand und dürfen auf dieselben Ursachen zurückgeführt werden.

Die untersuchten festen Körper sind dieselben, bei welchen electrische Rückstandsbildung auftritt. Die Vermuthung liegt nahe, dass beiden Erscheinungen dieselbe Ursache zu Grunde liegt. Maxwell[2]) erblickt die Ursache der Rückstandsbildung in einer *Inhomogenität* des Dielectricums. Als einfachstes Beispiel eines inhomogenen Dielectricums führt er die Rechnung für ein *geschichtetes* Dielectricum durch und zeigt, dass dabei Rückstand auftreten muss. Es ist zu beweisen, dass ein geschichtetes Dielectricum die oben beobachtete Erscheinung gleichfalls zeigen muss, d. h. dass die wirksame Capacität und der wirksame Widerstand abnehmen, wenn die Schwingungszahl zunimmt.

Der geschichtete Condensator bestehe aus einer nichtleitenden und einer leitenden Schicht, er kann ersetzt werden durch einen reinen Condensator mit der Capacität C und einem zweiten dahinter geschalteten Condensator mit der Capacität c

1) Die Zahlen sind aus der Versuchsreihe berechnet, die nach vorheriger Erwärmung der Platte erhalten wurden (vgl. p. 16).

2) Maxwell, Electr. u. Magn. §§ 331 ff.

und dem parallel geschalteten Widerstand w_1. Der Widerstandsoperator des ganzen Zweiges ist demnach für einen Wechselstrom mit der Schwingungszahl n in 2π sec

$$\frac{1}{i\,n\,C} + \frac{w_1}{1 + i\,n\,c_1\,w_1}.$$

Gemäss unserer Versuchsanordnung wird dieser Operator verglichen mit einem anderen, welcher einem Condensator c_2 mit vorgeschaltetem Widerstand w_2 entspricht.

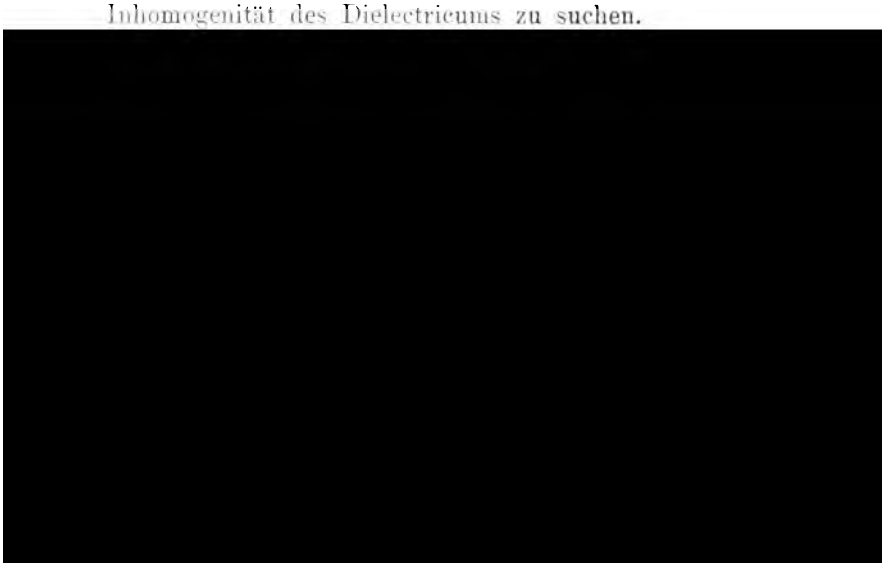
Die Brücke ist im Gleichgewicht, wenn

$$\frac{1}{i\,n\,C} + \frac{w_1}{1 + i\,n\,c_1\,w_1} = w_2 + \frac{1}{i\,n\,c_2} \quad \text{oder}$$

$$c_2 = C\,\frac{1 + n^2\,c_1^2\,w_1^2}{1 + n^2\,w_1^2\,c_1\,(c_1 + C)}, \qquad w_2 = \frac{w_1}{1 + n^2\,w_1^2\,c_1^2}.$$

Die Gleichung für c_2 ergiebt, dass die wirksame Capacität eines Condensators mit geschichtetem Dielectricum abnehmen muss, wenn die Schwingungszahl zunimmt. Die Gleichung für w_2 ergiebt, dass bei einem geschichteten Dielectricum, obgleich es einen constanten Strom nicht leitet, für Wechselstrom eine wirksame Leitfähigkeit auftreten muss, welche abnimmt, wenn die Schwingungszahl abnimmt.

Darnach ist die Ursache der beobachteten Erscheinung ebenso wie die der Rückstandsbildung wahrscheinlich in einer Inhomogenität des Dielectricums zu suchen.



Das Gefäss war durch einen Deckel geschlossen und wurde bei den Versuchen in den zur Erde abgeleiteten grossen Zinkkasten gebracht.

Die Capacität des leeren Condensators betrug gegen $1{,}9 \cdot 10^{-3}$ Mikrof.

Anordnung und Ausführung der Versuche war im Uebrigen genau dieselbe wie bei den festen Dielectricis.

Resultate.

1. Petroleum.

$\frac{n}{2\pi}$	w_2 Ohm	γ cm	c_2 Mikrof.	w_1 Megohm	$n^2 c_2^2 w_2^2$	c_2 Mikrof.	Proc. Diff.
∞	10	81,3	0,003650			0,003650	0,0
512	250	81,3	0,003650	28,1		0,003650	0,0
256	900 | 1000	81,4	0,003650	29,0	0,00003	0,003650	0,0
256	1100 |	82,3					

c_1 ergiebt sich als unabhängig von der Schwingungszahl, ebenso w_1: die Leitfähigkeit berechnet sich zu 10^{-21}, bezogen auf Quecksilber. Dielectricitätsconstante = 2,00.

2. Benzin, käuflich.

$\frac{n}{2\pi}$	w_2 Ohm	γ cm	c_2 Mikrof.	w_1 Megohm	$n^2 c_2^2 w_2^2$	c_1 Mikrof.	Proc. Diff.
∞		82,3	0,00355			0,00355	0,0
H 512		82,1	0,00355			0,00355	0,0
512	125	82,4	0,00355	53		0,00355	0,0
256	480 | 475	82,1	0,00355	50		0,00355	0,0
256	470 |	82,2	0,00355				
128	1890	82,0	0,00355	50	0,00002	0,00355	0,0

c_1 und w_1 sind wieder merklich constant.

Dielectricitätsconstante = 1,92, Leitfähigkeit = $5 \cdot 10^{-22}$.

3a. Mischung von 99 Proc. Benzin und 1 Proc. Aethylalkohol.

$\frac{n}{2\pi}$	w_2 Ohm	γ cm	c_2 Mikrof.	w_1 Megohm	$n^2 c_2^2 w_2^2$	c_1 Mikrof.	Proc. Diff.
∞		89,1	0,003605			0,003605	0,0
256	1230 | 1100	89,1	0,003607	27		0,003607	0,0
256	970 |	89,4					
128	4100	89,2	0,003606	28,7	0,0001	0,003606	0,0

Dielectricitätsconstante = 1,97. Leitfähigkeit = 10^{-21}.

3b. 97 Proc. Benzin und 3 Proc. Alkohol.

$\frac{n}{2\pi}$	w_2 Ohm	γ cm	c_2 Mikrof.	w_1 Megohm	$n^2 c_2^2 w_2^2$	c_1 Mikrof.	Proc. Diff.
∞		94,1	0,003730			0,003730	0,0
256	750	94,2	0,003732	38,7		0,003732	0,0
256	700 (725)	94,4					
128	3070	94,1	0,003729	36,4	0,0001	0,003729	0,0

Dielectricitätsconstante = 2,04. Leitfähigkeit = $7{,}3 \cdot 10^{-22}$.

3c. 96 Proc. Benzin und 4 Proc. Alkohol.

$\frac{n}{2\pi}$	w_2 Ohm	γ cm	c_2 Mikrof.	w_1 Megohm	$n^2 c_2^2 w_2^2$	c_1 Mikrof.	Proc. Diff.
∞	10	87,9	0,003780			0,00378	0,0
512	250	87,7	0,003778	26,2		0,00378	0,0
256	1030	87,5	0,003776				
256	920 (975)	87,8	0,003779	26,5		0,00378	0,0
128	4700	87,0	0,003771	29,0	0,0002	0,00378	0,0

Dielectricitätsconstante = 2,07. Leitfähigkeit = 10^{-21}.

3d. 93 Proc. Benzin und 7 Proc. Alkohol.

$\frac{n}{2\pi}$	w_2 Ohm	γ cm	c_2 Mikrof.	w_1 Megohm	$n^2 c_2^2 w_2^2$	c_1 Mikrof.	Proc. Diff.
∞		84,9	0,004035			0,004035	0,0
512		85,3	0,004039			0,004039	0,1
512	1400	85,1	0,004037	4,1	0,0003	0,004037	0,05
256	6140 (6275)	86,8	0,004056	3,8	0,002	0,004041	0,15

[redacted]

3f. 91 Proc. Benzin und 9 Proc. Alkohol.

$\frac{n}{2\pi}$	w_1 Ohm	γ cm	c_2 Mikrof.	w_1 Megohm	$n^2 c_2^2 w_2^2$	c_1 Mikrof.	Proc. Diff.
512	5800	[1]	0,00429	0,88	0,007	0,00426	
256	24500		0,00439	0,82	0,030	0,00426	0,0

Dielectricitätsconstante = 2,33. Leitfähigkeit = $3.5 \cdot 10^{-20}$.

Eine Einstellung mit dem Hörtelephon war nicht zu gewinnen. Für $n/2\pi = 128$ hätten die vorhandenen Widerstände nicht ausgereicht.

3g. 90 Proc. Benzin und 10 Proc. Alkohol.

$\frac{n}{2\pi}$	w_2 Ohm	γ cm	c_2 Mikrof.	w_1 Megohm	$n^2 c_2^2 w_2^2$	c_1 Mikrof.	Proc. Diff.
512	11000	—	0,00453	0,41	0,027	0,00441	0,0
256	44000	—	0,00502	0,39	0,126	0,00446	1,2

Dielectricitätsconstante = 2,44 entsprechend dem höchsten n.
Leitfähigkeit = $7{,}7 \cdot 10^{-20}$.

Hier wird die Aenderung von c_1 mit der Schwingungszahl deutlich merkbar.

4. Ricinusöl.

Diese Substanz zeigte jeder Schwingungszahl gegenüber dasselbe Verhalten.

$\frac{n}{2\pi}$	w_2 Ohm	γ cm	c_2 Mikrof.	w_1 Megohm	$n^2 c_2^2 w_2^2$	c_1 Mikrof.	Proc. Diff.
N	0	85,0	0,008378	∞	0	0,008378	0,0
H512	0	84,3	0,008371	∞	0	0,008371	0,0
512	0	85,1	0,008379	∞	0	0,008379	0,0
256	0	85,1	0,008379	∞	0	0,008379	0,0
256	0	85,1					
128	0	85,2	0,008380	∞	0	0,008380	0,0

Dielectricitätsconstante = 4,53. Leitfähigkeit unmerklich.

1) Der Doppelcylindercondensator γ reichte bei 3f. zur Messung nicht aus, daher musste die Plattenzahl von C_2 verändert werden; nach

5. Anilin.

Wegen der viel höheren Leitfähigkeit des Anilins wurde Methode 1 (vgl. p. 790) angewandt, wo der Widerstand im Vergleichszweige 2 der Capacität parallel geschaltet ist.

$\frac{n}{2\pi}$	w_2 Ohm	γ cm	c_2 Mikrof.	$c_1 = c_2$ Mikrof.	Proc. Diff.
256	3012	80,7	0,01330	0,01330	
512	3005	75,0	0,01324	0,01324	0.0
256	3007	80,7	0,01330	0,01330	0.5
256	3031	(74)[1]	0,01330	0,01330	
128	3026	95,3	0,01351	0,01351	2,0
256	3024	(74)	0,01330	0,01330	

Dielectricitätsconstante = 7,12 entsprechend der höchsten Schwingungszahl.

Leitfähigkeit = $8 . 10^{-15}$.

w_2 ist merklich constant; bei c_1 sind deutliche Aenderungen mit der Schwingungszahl vorhanden.

Eine Einstellung mit (*N*) war wegen des schlechten Minimums nicht zu gewinnen. Da zur Messung der ganzen Differenz der Condensator γ nicht ausreichte, so musste die Plattenzahl des Aluminiumcondensators verändert werden. Deshalb sind die Beobachtungen in zwei Abtheilungen gegeben. Zum Vergleich diente die Versuchsreihe mit 256 Schwingungen sec^{-1}.

Zunächst wurden bei blanker Metalloberfläche folgende Capacitäten des mit destillirtem Wasser gefüllten Condensators ermittelt.

$\frac{n}{2\pi}$	$w_1 = w_2$ Ohm	$c_1 = c_2$ Mikrof.	Proc. Diff. gegen den Werth $c_1 = 0{,}00332$ Mikrof.
512	1584	0,003547	7
256	1580	0,004265	28,6
128	1580	0,006815	114
64	1580	0,01504	353

Die Capacität des leeren Condensators konnte, ihrer Kleinheit wegen, nicht gemessen werden; der für die Berechnung der procentualen Differenzen als richtig angenommene Werth des von Wasser umgebenen Condensators, $c_1 = 0{,}00332$ Mikrof., ergiebt sich aus später angeführten Messungen mit hohen Schwingungszahlen und mit platinirten Electroden.

Die Leitfähigkeit berechnet sich aus demselben Werth $c_1 = 0.00332$ Mikrof., wenn man die Dielectricitätsconstante des Wassers $= 80$ nimmt, folgendermaassen: die electrostatische Capacität ergiebt sich hieraus zu

$$0{,}0000415 \text{ Mikrof.} = 0{,}0000415 \cdot 10^{-15} (\text{cm}^{-1} \text{sec}^2)$$

im electromagnetischen System. Durch Multiplikation mit dem Quadrate von c, der kritischen Geschwindigkeit, erhält man für den Werth $1/4\pi (F/a)$, wo F die Oberfläche, a den Abstand der Platten bedeutet:

$$\frac{1}{4\pi} \frac{F}{a} = 0{,}0000415 \cdot 10^{-15} \cdot 3^2 \cdot 10^{20} = 9 \cdot 4{,}15.$$

Der Widerstand ist gefunden zu

$$1580 \text{ Ohm} = 1580 \cdot 10^9 (\text{cm sec}^{-1});$$

er berechnet sich, wenn ϱ der specifische Widerstand des Wassers ist, gleich $a/F \cdot \varrho$. Nun ist

$$\frac{a}{F} \text{ aus Obigem} = \frac{1}{9 \cdot 4{,}15 \cdot 4\pi}.$$

Durch Gleichsetzen der beiden Werthe ergiebt sich $\varrho = 7{,}88 \cdot 10^9$ bezogen auf Quecksilber, die Leitfähigkeit $\lambda = 1/\varrho = 1{,}27 \cdot 10^{-10}$ bezogen auf Quecksilber.

Natürlich war es auch bei diesen Messungen nothwendig, die Plattenzahl des Vergleichscondensators C_2 von einer Schwingungszahl zur anderen zu verändern; nach jeder einzelnen Bestimmung musste daher eine Vergleichung mit dem 40 plattigen Aluminiumcondensator erfolgen.

Die Leitfähigkeit wurde durch Zusatz einiger Tropfen einer verdünnten Salzlösung auf etwa das Doppelte erhöht:

$\frac{n}{2\pi}$	$w_1 = w_2$ Ohm	$c_1 = c_2$ Mikrof.	Proc. Differenz gegen den Werth 0,00332 Mikrof.
V	850	0,003403	2,4
512	820	0,003869	16,6
256	850	0,006275	89
128	835	0,01419	238

Leitfähigkeit $= 2{,}37 \cdot 10^{-10}$.

Die Oberflächen des Platincondensators wurden nun platinirt. Zu diesem Zweck wurde der Platincondensator in eine Lösung von H_2PtCl_6 gebracht; 130 Milliamp. gingen 20 Min. in der einen, darauf 10 Minuten in der anderen Richtung hindurch, sodass eine gleiche Platinirung der Oberflächen entstand. Nach genügendem Auswaschen wurden neue Messungen

$\frac{n}{2\pi}$	$w_1 = w_2$ Ohm	$c_1 = c_2$ Mikrof.	Proc. Differenz gegen den Werth $c_1 = 0{,}00332$ Mikrof.
N	470	0,00346	4
256	470	0,00550	66
128	470	0,00990	201

Leitfähigkeit $= 4{,}27 \cdot 10^{-10}$.

Schliesslich wurde jetzt mit derselben Stromstärke, jedoch die dreifache Zeit hindurch, platinirt. Dann ergab sich für drei verschiedene Leitfähigkeiten:

Für $\lambda = 1{,}24 \cdot 10^{-10}$.

$\frac{n}{2\pi}$	$w_1 = w_2$ Ohm	$c_1 = c_2$ Mikrof.	Proc. Diff. gegen den Werth $c_1 = 0{,}00332$ Mikrof.
N	1620	0,003325	0
256	1620	0,003504	5
128	1640	0,003755	13

Für $\lambda = 2{,}24 \cdot 10^{-10}$.

$\frac{n}{2\pi}$	$w_1 = w_2$ Ohm	$c_1 = c_2$ Mikrof.	Proc. Diff. gegen den Werth $c_1 = 0{,}00332$ Mikrof.
N	990	0,003325	0
256	990	0,003531	6
128	1010	0,003961	18

Für $\lambda = 3{,}24 \cdot 10^{-10}$.

$\frac{n}{2\pi}$	$w_1 = w_2$ Ohm	$c_1 = c_2$ Mikrof.	Proc. Diff. gegen den Werth $c_1 = 0{,}00332$ Mikrof.
N	620	0,003325	0
256	620	0,003836	15
128	620	0,004752	43

VIb. Zusammenfassung der Ergebnisse für Flüssigkeiten; Theoretisches.

Von den untersuchten Flüssigkeiten zeigt Ricinusöl keine merkliche Leitfähigkeit und die Dielectricitätsconstante ist

constant: es verhält sich bei den angewandten Schwingungszahlen wie Luft. Alle übrigen untersuchten Flüssigkeiten leiten mehr oder weniger gut. Jedoch zeigen die schlecht leitenden Flüssigkeiten, Petroleum, Benzin, Mischungen von Benzin und Alkohol bis zu 7 Proc. ($\lambda = 10^{-21}$, $5 \cdot 10^{-22}$ bis $3{,}5 \cdot 10^{-20}$) keine merkliche Aenderung der Dielectricitätsconstante und der Leitfähigkeit mit der Schwingungszahl. Sie verhalten sich also wie ein Condensator mit parallel geschaltetem Widerstand. Dadurch unterscheiden sie sich wesentlich von den oben untersuchten festen Dielectricis, gemäss der Homogenität und der geringeren Rückstandsbildung von Flüssigkeiten.

Bei den alkoholreicheren Mischungen ($\lambda = 1{,}4 \cdot 10^{-20}$ bis $7{,}7 \cdot 10^{-20}$) wird zum ersten Male eine mit wachsender Leitfähigkeit steigende Aenderung der Dielectricitätsconstante mit der Schwingungszahl merklich. Stärker ist sie bei Anilin und am stärksten bei Wasser, wo sie für die Schwingungszahlen 128 und 64 bis weit über 100 Proc. ansteigt. Die wirksame Leitfähigkeit ändert sich dabei nicht.

Nach dem Platiniren der Electroden wurde die Aenderung wesentlich geringer. Dies beweist, dass das Ansteigen der wirksamen Capacität eine Folge von Polarisation ist. Die Versuche zeigen ferner, dass der durch Polarisation bewirkte Fehler um so kleiner ist, je höher die Schwingungszahl und je grösser der Widerstand und die Polarisationscapacität sind.

Es entspricht dies der von M. Wien[1]) kürzlich gegebenen

[redacted]

$(100 - m)$ die Volumtheile Benzin, aus denen sich die Mischung zusammensetzt, so ist die Dielectricitätsconstante der Mischung, nach der bei solchen üblichen Regel[1]), wenn man noch die Dielectricitätsconstante des Benzins = 1,92, die des Aethylalkohols = 26 setzt:

$$K = \frac{m \cdot 26 + (100 - m)\,1{,}92}{100}.$$

Hiernach müsste beim letzten Gemisch die Capacität 0,00790 statt 0,00446 Mikrof. betragen.[2])

Auch der Widerstand ändert sich nicht der Erwartung entsprechend, wie ein Blick auf die Tabellen lehrt, sondern ist beispielsweise bei dem 4proc. Gemisch gerade so gross wie bei dem 1procentigen.

Ein derartiger Gang, wie ihn die Tabellen aufweisen, wurde an zwei verschiedenen Beobachtungsreihen festgestellt und ist nicht etwa durch Versuchsfehler veranlasst.

VII. Schluss.

Das kurz zusammengefasste Resultat der vorstehenden Untersuchung ist folgendes:

Sowohl bei den festen, als auch bei den besser leitenden flüssigen Dielectricis zeigt sich eine Aenderung der Capacität mit der Schwingungszahl des benutzten Wechselstromes.

1. Bei den *festen* Dielectricis tritt gleichzeitig ein Energieverlust auf, der mit der Schwingungsdauer wächst und um so grösser ist, je grösser die Aenderung der Capacität mit der Schwingungszahl ist. Diese Erscheinungen treten bei denselben Substanzen auf, die eine starke Rückstandsbildung zeigen. — Die Rechnung ergiebt, dass die Capacität eines mit einem geschichteten Dielectricum gefüllten Condensators, sowie der darin stattfindende Energieverlust in ähnlicher Weise von der Schwingungszahl abhängig sind. Es ist daher möglich, dass eine Inhomogenität der Dielectrica die Ursache der beobachteten Erscheinung ist.

2. Bei Flüssigkeiten wurde die beobachtete Aenderung der

1) Vgl. Silberstein, Wied. Ann. **56**. p. 672. 1895.

2) Bouty, Compt. rend. **114**. p. 1421. 1892 fand, dass Aethylalkohol mit der Dielectricitätsconstante = 8 in solche Mischungen eingeht.

Capacität mit der Schwingungszahl kleiner nach dem Platiniren des Platincondensators. Die Rechnung ergiebt, dass die Polarisation eine ähnliche Wirkung, wie die beobachtete, auf die Capacität eines Flüssigkeitscondensators ausüben muss. Es ist daher anzunehmen, dass die galvanische Polarisation der Hauptgrund der beobachteten Aenderung der Capacität ist.

Würzburg, Physik. Institut d. Univers.

(Eingegangen 22. Juni 1898.)

7. *Ueber die Spectra einiger Elemente bei der stetigen Glimmentladung in Geissler'schen Röhren und die Abhängigkeit der Lichtstrahlung von Stromstärke und Druck;* von *Alfred Kalähne.*

(Auszug aus der Berliner Inaug.-Diss. des Verf.)

Einleitung.

§ 1. Von den verschiedenen Arten der electrischen Entladungen in Geissler'schen Röhren ist der constante Strom der Hochspannungsbatterie, dessen Einführung in die Physik wir Hittorf verdanken, bisher nur wenig zum Studium der Spectralerscheinungen benutzt worden. Ausser den Angaben, welche Hittorf[1]) selbst in seinen Arbeiten über die Electricitätsleitung der Gase bezüglich der Spectra von Stickstoff und Wasserstoff bei dieser Art der Erregung macht, lagen nur vereinzelte, gelegentlich gemachte Beobachtungen von anderer Seite, besonders von Warburg, vor. Letzterer fand, als er bei Untersuchungen über das Kathodengefälle bei der Glimmentladung die Dämpfe von Natrium und Quecksilber zum Leuchten brachte, dass das positive Licht des Hg-Dampfes ein bis dahin unbekanntes continuirliches Spectrum lieferte, Natrium dagegen nur die *D*-Linien. Mit dem Inductorium konnte er das continuirliche Quecksilberspectrum nicht erhalten und schloss daraus, dass die Temperatur der Entladung in letzterem Falle bereits zu hoch für die Entstehung desselben sei.

In der That ist ja die Erwärmung der leuchtenden Gastheilchen durch den constanten Strom, wie Hittorf experimentell nachgewiesen und Warburg[2]) aus der Theorie der der Wärmeleitung berechnet hat, unter geeigneten Umständen, nämlich bei kleiner Stromdichte, verhältnissmässig gering und kann weniger als 100° C. betragen, während bei den stoss-

1) Hittorf, Wied. Ann. **7**, p. 553. 1879.
2) E. Warburg, Wied. Ann. **54**, p. 265. 1895.

weisen Entladungen des Inductoriums die maximale Temperatursteigerung, auf die es besonders ankommt, im allgemeinen grösser ist. Dabei kann dieselbe jedoch — schwache Entladungen und weite Röhren vorausgesetzt — ebenfalls noch weit unter der Glühhitze liegen, sodass in beiden Fällen das Leuchten kein thermactines, sondern ein allactines oder, in E. Wiedemann'scher Bezeichnung, Luminescenzleuchten ist. Will man also Gas- oder Dampfspectra bei relativ niedrigen Temperaturen erhalten, so ist der Strom der galvanischen Batterie den Entladungen des Inductoriums entschieden überlegen. Schon Hittorf machte auf den Vortheil aufmerksam, der daraus für das Studium der mehrfachen Spectra erwächst, und erklärte es für wünschenswerth, dass die von ihm selbst und Plücker[1]) mit dem Inductorium ausgeführten Untersuchungen über die mehrfachen Spectra der Elemente nach dieser Seite hin ergänzt würden.

Eine andere werthvolle Eigenschaft des constanten Stromes ist die, dass man seine Intensität und damit die dem Gase in der Zeiteinheit zugeführte Energiemenge durch Ein- oder Ausschalten von Widerständen in beliebiger, durch galvanometrische Messungen leicht controlirbarer Weise stetig variiren kann. Man hat demnach in der durch den Strom erzeugten Glimmentladung ein ausgezeichnetes Mittel, die Lichtemission der Gase und Dämpfe in Geissler'schen Röhren unter bestimmten Bedingungen, welche durch die Stromstärke einerseits, den Zustand des Dampfes andererseits gegeben sind,

in Linien auflösbaren, theils aus continuirlichen Banden bestehend. Es ergab sich jedoch, dass dieselben nicht bloss unter dem Einfluss des constanten Stromes auftreten, denn das Glimmlicht, welches durch die Entladungen eines kleinen, mit 2—4 Volt Spannung betriebenen Inductoriums in denselben Röhren hervorgebracht wurde, lieferte die nämlichen Spectra, ein Resultat, das auch durch eine während dieser Untersuchungen veröffentlichte Arbeit von E. Wiedemann und G. C. Schmidt[1]) bestätigt worden ist.

I. Apparate und Beobachtungsmethoden.

1. Die Entladungsröhren.

§ 3. Die Entladungsröhren wurden zum grössten Theil aus dem im hiesigen Institut benutzten Thüringer Glas von mittlerer Schmelzbarkeit hergestellt, das sich im allgemeinen gut bewährte. Bei einigen wurde sogenanntes Resistenzglas aus der Glashütte von Greiner & Friedrich angewandt, ohne dass diese Röhren wesentliche Vortheile gegenüber den anderen gezeigt hätten.

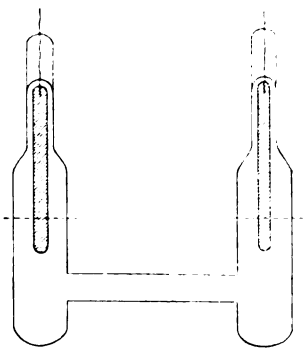


Fig. 1.

Zur Erzielung genügender Lichtstärke hatten die Röhren meist die von Schuster und anderen beschriebene, aus Fig. 1 ersichtliche **H**-Form mit Längsdurchsicht. Die seitlichen, verticalen Schenkel, welche zur Aufnahme der Electroden dienten, waren 15—20 mm weit, das horizontale Verbindungsrohr hatte Durchmesser von 3, 8 und 10 mm und Längen zwischen 6 und 10 cm. Die Zuleitung des Stromes zu den Electroden vermittelten dünne Platindrähte, die auf

1) E. Wiedemann u. G. C. Schmidt, Sitzungsber. d. phys.-med. Soc. zu Erlangen, 12. Nov. 1895. Ein Theil der Resultate, sowie die Versuchsanordnung sind in der Arbeit von A. C. Jones wiedergegeben Wied. Ann. **62**. p. 30. 1897. Leider fehlen Temperaturangaben oder auch nur Schätzungen vollständig. Auch ist nicht zu erkennen, wie weit bei der benutzten Versuchsanordnung der Druck in den Röhren constant gehalten werden konnte.

eine Strecke von etwa 1 cm in die engeren Ansatzröhrchen eingeschmolzen waren. Auf diese Weise wurde ein luftdichter Verschluss erzielt, der, wenn die Einschmelzstellen sorgfältig gekühlt waren, auch bei starkem Erhitzen aushielt, falls nicht, wie beim Cadmium, das Platin mit dem Dampf Legirungen bildet, in welchem Falle die Einschmelzstellen nach kurzer Zeit sprangen. Durch eine einfache, weiter unten beschriebene Einrichtung, bei der das Platin vor der Berührung mit dem Metalldampf geschützt wird, konnte das Springen verhütet werden.

Als Electroden dienten dünne Platinblechstreifen von etwa 3 mm Breite und 30 mm Länge oder Aluminiumdrähte von 2—3 mm Durchmesser, welche an die Platindrähte angeschweisst wurden, oder auch, bei der Untersuchung von Metalldämpfen, die flüssigen Metalle selbst. In letzterem Falle, wo sich die Electroden natürlich unten befanden, erwies es sich vortheilhaft, die Platindrähte vor dem Einschmelzen mit einem dünnen Glasmantel zu umgeben, aus dem nur die Spitze etwa 2 mm weit hervorragte. Dieser Mantel wird entweder durch Aufwickeln eines in der Flamme erweichten dünnen Glasfadens auf den Draht hergestellt, oder einfacher, indem man ein Stück dünnwandiges Capillarrohr, das man sich durch Ausziehen einer engen Biegröhre

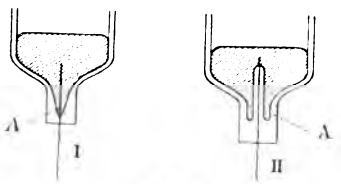


Fig. 2.

volumen der Röhre abgetrennten Raume zurückbleibt, immer einen endlichen Raum einnimmt, und infolge dessen eine Lufthülle um den Draht entsteht, welche das flüssige Metall, aber nicht die Dämpfe desselben fernhält. Ist jedoch der Draht mit Glas umgeben, so sind die Luftreste, welche bei *A* zurückbleiben, ohne Bedeutung, da sie nicht mit dem Draht in Berührung kommen.

Ausser den längssichtigen Röhren wurden bei einigen Versuchen auch einfach cylindrische mit Querdurchsicht benutzt, bei denen die Electroden sich oben und unten befanden.

§ 4. Herstellung und Füllung der Röhren geschah in der Weise, dass sie nach sorgfältiger Reinigung mit Salzsäure und destillirtem Wasser — Alkohol und Aether wurden zwecks Fernhaltung von Kohlenwasserstoffen vermieden — und Trocknen mittels eines durch einen Glaswollepfropf staubfrei gemachten Luftstromes sofort mit den Electroden versehen und, mit der betreffenden Substanz gefüllt, an die Quecksilberpumpe angeschmolzen wurden. Hier wurden sie unter fortwährendem Wegpumpen der von den Gefässwänden sich loslösenden Gase längere Zeit auf etwa 300°—350° C. erhitzt und schliesslich von der Pumpe abgeschmolzen. Jod und Natrium wurden nicht direct in die Röhren, sondern in ein Ansatzröhrchen eingeführt, dass beim Natrium an mehreren Stellen capillar ausgezogen war. Nachdem dann das eigentliche Entladungsrohr auf die angegebene Weise evacuirt worden war, wurden diese Röhrchen ebenfalls erwärmt, wobei das Jod hinübersublimirte und das Natrium, indem das Oxyd an den verengten Stellen hängen blieb, rein in das Entladungsrohr hinabfloss. Die Ansatzröhrchen wurden dann abgeschmolzen. In einem Falle wurde das Natrium electrolytisch nach der von Warburg[1]) angegebenen Methode eingeführt. Brom wurde nach der Goldstein'schen[2]) Methode, in dünnwandige Glaskügelchen eingeschmolzen, zusammen mit einigen rundgeschmolzenen Stücken eines Glasstabes in das Rohr eingebracht. Nach dem Abschmelzen von der Pumpe wurden diese Kügelchen durch Schütteln zertrümmert und das Brom frei gemacht.

1) E. Warburg, Wied. Ann. **40**. p. 1. 1890.

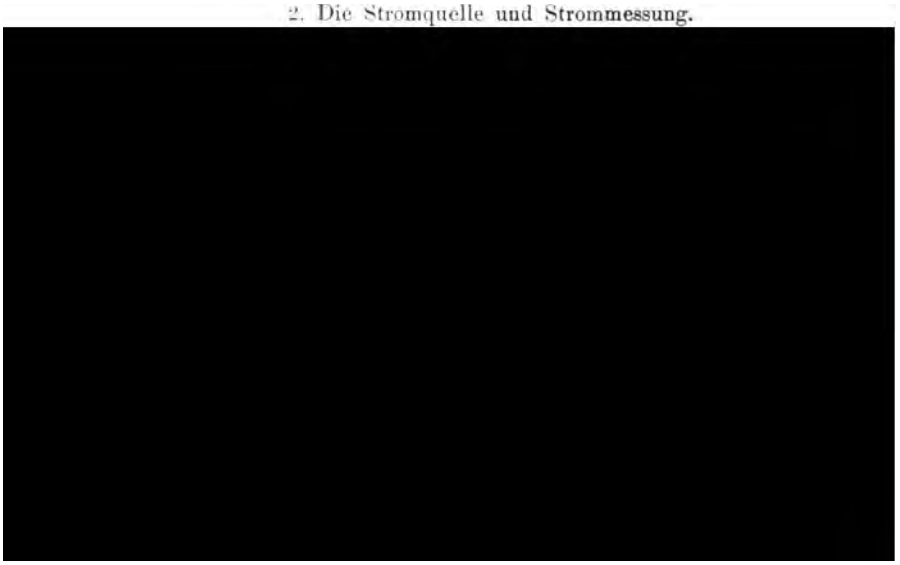
2) Goldstein, Sitzungsber. d. physik. Gesellsch. zu Berlin. 1886; Wied. Beibl. **14**. p. 616.

Um die Oxydation der Metalle, besonders wenn sie als Electroden dienten, zu verhindern, wurde der Apparat während des Erhitzens an der Pumpe mehrere Male mit trockenem Stickstoff gefüllt und wieder leer gepumpt. Derselbe wurde aus atmosphärischer Luft, welche mittels Aetzkali und Phosphorpentoxyd von Kohlensäure und Wasserdampf befreit war, durch Absorption des Sauerstoffs mittels Phosphors hergestellt und durch electrolytisch eingeführtes Natrium von den letzten Sauerstoffresten befreit.

Um den Joddampf von der Pumpe abzuhalten, wurde zwischen diese und das Entladungsrohr ein mit unechtem Blattgold gefülltes Rohr eingeschaltet. Dasselbe Mittel erwies sich auch geeignet, umgekehrt den Quecksilberdampf fast vollständig von den Entladungsröhren fernzuhalten.

Die so hergestellten Röhren zeigten fast durchweg erst nach längerem starken Erhitzen im Heizbad Spuren von Verunreinigungen durch Gase, die sich noch von den Wänden oder Electroden loslösten. Eine Ausnahme bildeten die mit Brom und Natrium gefüllten. Bei diesen trat jedesmal nach kurzer Zeit das Wasserstoffspectrum auf, vermuthlich infolge der Zersetzung der noch an den Glaswänden haftenden NaOH-Schicht durch diese sehr energisch wirkenden Stoffe. Die Banden des Kohlenoxydes, die sonst in derartigen Röhren häufig beobachtet worden sind, zeigten sich niemals.

2. Die Stromquelle und Strommessung.



Die Stromintensität wurde durch ein kleines, stark gedämpftes Spiegelgalvanometer mit Ringmagnet und einem Widerstand von etwa 140 Ohm gemessen, das durch einen Nebenschluss vom Hauptstrom abgezweigt war. Durch geeignete Wahl des Widerstandes im anderen Zweige konnte das Instrument zur Messung sehr verschieden starker Ströme benutzt werden. Da sich seine Empfindlichkeit im Laufe der Untersuchung etwas änderte, so wurde sie von Zeit zu Zeit mit Hülfe eines Raps'schen Präcisions-Volt- und Ampèremeters neu bestimmt. Ein in den Stromkreis eingeschaltetes Telephon diente zur Beurtheilung der Stetigkeit des Stromes.

Neben dem constanten Strom wurde, wie ich bereits in der Einleitung bemerkte, ein kleines Inductorium benutzt, das mit dem Strome eines Bleiaccumulators von 2—4 Volt Spannung betrieben wurde.

3. Heizbad und Temperaturmessung.

§ 6. Um die zum Hindurchleiten des Stromes erforderliche Dampfspannung herzustellen und constant zu halten, wurden Luftbäder benutzt, die aus dem eigentlichen Heizkasten und einem denselben umgebenden Mantel, beide aus starkem Eisenblech, bestanden. Die zwischen ihnen befindliche Luftschicht von 1—2 cm Dicke verringert die Ableitung der Wärme nach aussen und bewirkt eine gleichmässigere Temperaturvertheilung im Innern. Durch einige mit durchbohrten Kork- oder Asbeststopfen verschlossene schornsteinartige Aufsätze wurden die Zuleitungsdrähte und Thermometer eingeführt; zwei Glimmer- bez. Glasfenster gestatteten die Durchsicht in das Innere.

Für die bei einigen Versuchen mit Cadmium und Natrium benutzten cylindrischen Röhren mit Querdurchsicht hatte der Thermostat die von Warburg[1]) bei seinen Untersuchungen über Electrolyse des Glases beschriebene Form und Einrichtung. Bei den anderen kam zuerst ein grösserer Kasten von 22 cm Länge, 15 cm Breite und derselben Höhe mit Glimmerfenstern an den Schmalseiten zur Verwendung. Zur Erreichung höherer Temperaturen erwies sich derselbe jedoch ungeeignet; ausserdem störten die von den Glimmerfenstern herrührenden

1) Warburg, Wied. Ann. **21**. p. 622. 1884.

Interferenzstreifen, welche bei durchgehendem Lichte auftraten. Ich liess deshalb einen kleineren Apparat anfertigen, der sich sehr gut bewährte und mit verhältnissmässig geringen Mitteln Temperaturen bis zu 600° hervorzubringen gestattete.

§ 7. Den Heizkasten bildete eine beiderseits offene Trommel (Fig. 2a) aus starkem Eisenblech von 20 cm Länge und 9 cm Durchmesser, die horizontal auf vier angenieteten Eisenfüssen ruht und oben mit drei ebenfalls angenieteten Schornsteinen versehen ist. In die offenen Stirnseiten sind Deckel eingepasst, welche in der Mitte in viereckigen Rahmen Fenster aus gewöhnlichem Spiegelglas von etwa 2 mm Dicke tragen. Diese Trommel wird von einem unten offenen Mantel umhüllt, der ungefähr die Gestalt eines Sargdeckels hat und auf vier an

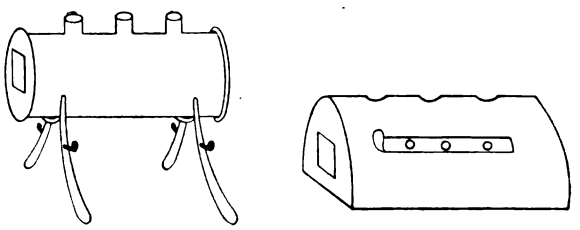


Fig. 2a.

den Eisenfüssen der Trommel befestigten Consolen aufliegt. An den Stirnseiten ist er ebenfalls mit Glasfenstern versehen, und oben sind ausser den Oeffnungen, durch welche die Schornsteine herausragen, mehrere durch Schieber verschliessbare

§ 8. Gemessen wurden die tieferen Temperaturen mit einem Quecksilberthermometer aus Jenaer Glas, dessen Eis- und Siedepunkt öfter controlirt wurden; die höheren mit einem Thermoelement, das nach den Angaben von Holborn und Wien aus Platin und einer Platin-Rhodiumlegirung bestand; an einem zugehörigen d'Arsonval'schen Galvanometer, das in der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt geaicht war, konnte die Temperaturdifferenz der beiden Lötstellen direct abgelesen werden. Ein Theilstrich der Scala entsprach einer Differenz von 10° C., bei der sehr ruhigen Lage der Nadel konnten jedoch einzelne Grade mit grosser Sicherheit geschätzt werden. Unter Berücksichtigung der Temperatur der zweiten Löthstelle sind die so erhaltenen Temperaturen sämmtlich auf den Nullpunkt des Quecksilberthermometers reducirt worden.

4. Spectralapparate und Photometer.

§ 9. Zur Beobachtung und Ausmessung der Spectra kam ausser einem kleinen geradsichtigen Spectroskop ein grosses Spectrometer mit zwei Rutherford'schen Prismen und automatischer Minimumeinstellung zur Verwendung, welches die beiden *D*-Linien um etwa eine Bogenminute trennte.

Die Messungen der Lichtintensität wurden mit einem Glan'schen Spectrophotometer älterer Construction ausgeführt. Als Vergleichslichtquelle diente eine fünfundzwanzigkerzige electrische Glühlampe mit matter Glasbirne, welche, durch den Strom der Centrale gespeist, ein hinreichend constantes Licht lieferte. Um die Richtigkeit der mit diesem Instrument erhaltenen Resultate zu controliren, wurde mit demselben die Lichtabsorption einiger Rauchgläser für das Licht der Wellenlänge 589 $\mu\mu$ bestimmt. Es ergab sich als Mittel aus mehreren Bestimmungen für das Verhältniss L'/L des durchgelassenen zum vollen Lichte der Werth 0,1493. Dasselbe Verhältniss wurde mit Hülfe eines Glan'schen Photometers von etwas anderer Construction, für dessen Ueberlassung zu gedachtem Zweck ich der Firma Schmidt & Hänsch hierselbst zu Dank verpflichtet bin, zu 0,1490 bestimmt. Die Uebereinstimmung zwischen beiden Werthen ist also eine recht gute. Ausserdem überzeugte ich mich durch besondere Versuche davon, dass diese Resultate nicht von der absoluten Grösse des Winkels

abhingen, um den das Nicol'sche Prisma gedreht werden musste, indem sich dieselben Werthe ergaben, wenn das Intensitätsverhältniss zwischen dem die absorbirenden Schichten passirenden Lichte und demjenigen der Vergleichslampe beliebig geändert wurde.

Ist L die (constante) Intensität des auf die eine (bei den Versuchen stets die obere) Spalthälfte fallenden Vergleichslichtes für eine bestimmte Wellenlänge, l die zu messende für dieselbe Wellenlänge, α der Winkel, um den das Nicol'sche Prisma aus der Nullstellung gedreht werden muss, damit beide Hälften des Gesichtsfeldes gleich hell erscheinen, so ist:

$$l = c \,.\, L \,.\, \mathrm{tg}^2\,\alpha,$$

wo c einen constanten, von Eins nicht sehr verschiedenen Factor bedeutet, der von der ungleichen Schwächung der beiden senkrecht zu einander polarisirten Lichtbündel in den Medien des Apparates herrührt. Da keine absoluten Messungen der Lichtstärke beabsichtigt waren, sondern nur die relativen Aenderungen derselben bestimmt werden sollten, so waren auch die absoluten Werthe von c und L gleichgültig und wurden nicht bestimmt. Als Maass der Strahlungsintensität l sind daher in den Tabellen einfach die Werthe $\mathrm{tg}^2\,\alpha$ bez. Vielfache davon angegeben.

II. Die Spectra verschiedener Stoffe bei der Glimmentladung.

§ 10. Ausser Stickstoff wurden untersucht Jod, Brom,

Das positive Licht ist ungeschichtet und prächtig pfirsichblüthfarben. An der Kathode treten die typischen Erscheinungen auf (Goldstein's Kathodenschichten); das Licht derselben ist schwach und von fahlem Blaugrau. Das Spectrum ist das von Goldstein[1]) gefundene Bandenspectrum, das auch Ebert[2]) im Lichte einer mit Joddampf gefüllten, im electrischen Hochfrequenzfeld leuchtenden Röhre beobachtet hat. Es besteht aus einer grossen Anzahl schmaler Banden vom Rot bis Grün, dann folgt ein dunkler Raum, in dem sich drei helle Linien scharf abheben, und zuletzt ein weit ins Violett bez. Ultraviolett hineinreichendes continuirliches Spectrum, wenigstens konnte hier trotz der ziemlich starken Dispersion keine Andeutung von Streifungen oder Linien bemerkt werden, während die Banden des rothen und grünen Theils sich leicht in Linien auflösen liessen.

Bei ihren Untersuchungen über die „Electroluminescenzspectra organischer Verbindungen" hatten E. Wiedemann und Schmidt[3]) gefunden, dass die Emissionsbanden derselben nicht genau dieselbe Lage haben wie die Absorptionsbanden, und deshalb die Vermuthung ausgesprochen, dasselbe möchte bei den Spectren der Haloide der Fall sein. Es wurde deshalb mit Hülfe des Vergleichsprismas das Absorptionsspectrum einer 2 cm dicken, auf 100° erwärmten Joddampfschicht unmittelbar über dem Emissionsspectrum entworfen. Dabei zeigte sich indess, dass beide einander völlig entsprechen.

Brom. Da die Spannung des gesättigten Bromdampfes bei gewöhnlicher Temperatur so hoch ist, dass nur die Funkenentladung stattfinden kann, so muss man entweder ungesättigten Dampf in so geringer Menge in das Rohr einführen, dass sein Druck klein genug bleibt, oder die Temperatur des im Rohre befindlichen flüssigen Broms soweit erniedrigen, bis der derselben entsprechende Sättigungsdruck die erforderliche Kleinheit erreicht. Es wurde die zweite Methode benutzt, indem der eine Schenkel der H-förmigen Entladungsröhre in eine Kältemischung aus fester Kohlensäure und Aether eingebettet wurde. Der Bromdampf, der zunächst in der ganzen

1) Goldstein, l. c.

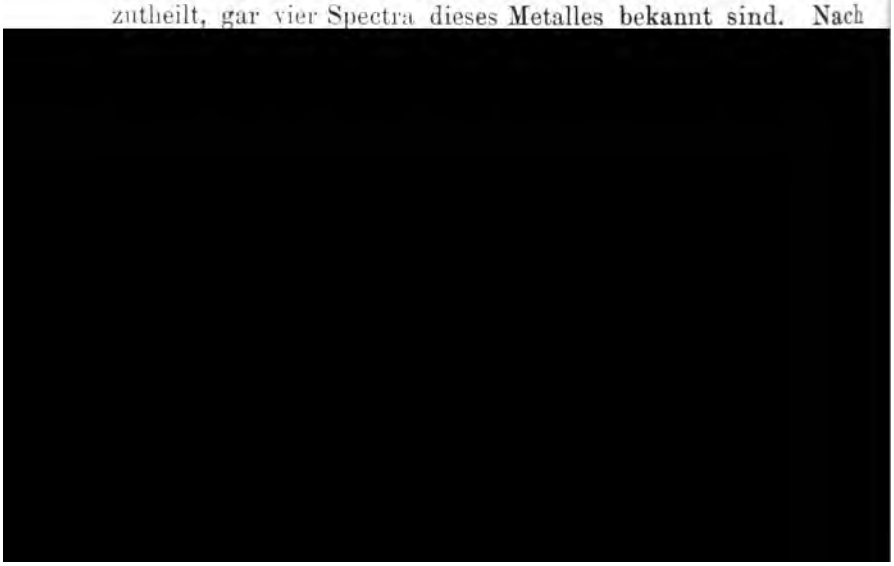
2) Ebert, Wied. Ann. **53**. p. 144. 1894.

3) E. Wiedemann u. G. C. Schmidt, Wied. Ann. **56**. p. 18. 1895.

Röhre unter dem der Zimmertemperatur entsprechenden Sättigungsdruck steht, wird an dieser Stelle stark abgekühlt und condensirt sich daher zu flüssigem bez. festem Brom unter dem dieser tieferen Temperatur entsprechenden Sättigungsdruck. Solange nun an anderen Stellen der Röhre noch flüssiges oder dampfförmiges Brom unter höherem Druck vorhanden ist, muss dasselbe nach der abgekühlten Stelle hindestilliren, solange bis an allen Punkten derselbe niedrigere Druck herrscht, der nur von der Temperatur der Kältemischung abhängt.

Das positive Licht der Glimmentladung war wie beim Jod ungeschichtet, die Farbe röthlich-violett; das Kathodenlicht war geschichtet. Das Spectrum des positiven Lichtes erwies sich als ein dem Absorptionsspectrum entsprechendes Bandenspectrum.

Quecksilber. Das Spectrum desselben ist am genauesten untersucht worden von Eder und Valenta[1]) welche die Existenz eines Bandenspectrums neben dem Linienspectrum nachwiesen und das letztere um eine grosse Anzahl neuer Linien bereicherten. Schon vorher hatte, wie früher bemerkt, Warburg[2]) bei seinen Untersuchungen über das Potentialgefälle im Quecksilberdampf ein continuirliches grünes Band im positiven Licht der Glimmentladung beobachtet, sodass nunmehr statt des einen Linienspectrums drei, oder wenn man mit Eder und Valenta die Linien auch noch zwei verschiedenen zutheilt, gar vier Spectra dieses Metalles bekannt sind. Nach



1 mm (etwa von 135° an) ganz schwach das continuirliche grüne Band auf, während das letztere im Lichte der weiteren Seitenschenkel stärker ausgebildet war. Auch die Eder-Valenta'schen Banden waren in diesen engen Röhren zu sehen, aber nur, wenn das eine Ende der Röhre stärker erhitzt wurde, sodass das Hg durch das Verbindungsrohr hindurch destillirte. In ähnlicher Weise hatten Eder und Valenta dieselben erhalten, indem sie Funkenentladungen durch destillirendes Quecksilber gehen liessen. E. Wiedemann und Schmidt, welche dasselbe Resultat mit der Influenzmaschine erzielten, geben nur an, dass höherer Druck und stärkere Erregung die Banden zum Vorschein bringt.

In dem 8 mm weiten Rohr war von diesen Banden nie etwas zu sehen. Dagegen zeigte sich hier bei höheren Drucken (bis zu 10 mm, bei etwa 180°) das continuirliche Spectrum mit fast blendendem Glanze und reichte dabei von Roth bis Indigo, etwa von $\lambda = 650\ \mu\mu$ bis $\lambda = 435\ \mu\mu$. Es trat jedoch nie allein auf, sondern die Linien, besonders die grüne Hauptlinie $\lambda = 546\ \mu\mu$, hoben sich deutlich und *scharf* von dem hellen Hintergrunde ab, ein Beweis, dass die beiden Spectra voneinander unabhängig sind. Auflösung des continuirlichen Spectrums in Linien gelang bei der angewandten Dispersion nicht.

Genau dieselben Erscheinungen zeigten sich bei Benutzung des Inductoriums statt des Batteriestromes, nur waren dabei die Linien relativ stärker gegenüber dem continuirlichen Spectrum.

Cadmium. Ausser Röhren mit Längsdurchsicht (von 8 mm Weite und 6 cm Länge) wurden cylindrische mit Querdurchsicht von 3 cm Weite und 8—10 cm Länge benutzt. Bei den letzteren, die mit Platin- bez. Aluminiumelectroden versehen waren, wurde der schon früher hervorgehobene Uebelstand sehr empfunden, dass das Platin sich sehr energisch mit dem Cadmiumdampf legirt, wie es scheint, unter Volumvergrösserung, weshalb die Röhren an den Einschmelzstellen sehr bald sprangen und undicht wurden. Die längssichtigen Röhren, welche nach der im § 3 beschriebenen Methode mit Cadmiumelectroden versehen waren, hielten bedeutend länger. Das Temperaturintervall, in welchem die Dampfspannung den Stromdurchgang gestattete, reichte von etwa 350° bis 460° C.

Sowohl die engeren längssichtigen, wie die weiten cylindrischen Röhren lieferten qualitativ übereinstimmende Spectra, nämlich:

1. das Linienspectrum, in dem die Linien $\lambda = 643{,}9$, 508,6, 480,0 und 467,8 $\mu\mu$ am meisten hervortraten, während 515,5, 466,3, 441,6 viel schwächer und 537,9 nebst 533,9 nur zuweilen sichtbar waren. Die übrigen Linien des Funkenspectrums fehlten;

2. bei höheren Drucken ein schwaches continuirliches Band von etwa 550 $\mu\mu$ bis 450 $\mu\mu$;

3. zwei aus zahlreichen feinen Linien bestehende Banden, deren scharfe Kanten nach Roth zu liegen und den Wellenlängen 449,8 und 430,0 $\mu\mu$[1]) entsprechen.

Dieselben Resultate ergaben sich bei Anwendung des Inductoriums, nur war hier wieder der continuirliche Hintergrund schwächer, die Linien und Banden unter (1 und 3) stärker entwickelt.

Diese Beobachtungen beziehen sich auf das positive Licht, dass im allgemeinen hellgrün, bei stärkerem Hervortreten der beiden Banden unter 3 (also bei höherem Druck) blau gefärbt war. Im negativen, röthlich scheinenden Licht waren nur die Linien vorhanden, und zwar überwog hier die rothe Linie 643,9 die übrigen, während im positiven Licht 508,6 und 480,0 stärker waren.

Schichtung des positiven Lichtes war in den längssichtigen Röhren nicht zu bemerken, wohl aber in den 3 cm weiten

trum die beiden Banden (Nr. 3) sehr scharf und deutlich zeigte. Im übrigen waren die Schichten hellgrün.

Natrium. Bei etwa 300° (mit dem Quecksilberthermometer gemessen) waren sowohl in Röhren von 3 mm wie 10 mm Weite nur die vom Bogen- und Funkenspectrum her bekannten Linienpaare vorhanden ausser dem Paare 567,6 567,0 $\mu\mu$, das aber auch dort nur sehr schwach ist. Die Linien waren, wie das bei dem noch sehr geringen Dampfdruck zu erwarten war, alle vollkommen scharf. Eine eigenthümliche Erscheinung, die meines Wissens in dieser Art noch nicht beobachtet worden ist, fiel mir dabei auf. Die beiden Componenten eines jeden Paares waren nämlich nicht gleich hell, sondern hatten, wie deutlich zu erkennen war, verschiedene Intensität. Beim *D*-Paar war 589.0 $\mu\mu$ heller als 589,6; bei allen übrigen dagegen überwog die Intensität der Linie mit *grösserer* Wellenlänge, was besonders deutlich bei dem grünen Paare 568,8 568,3 hervortrat. Bei dem geringen Farbenunterschied der nur etwa 0,5 $\mu\mu$ auseinander liegenden Linien ist wohl eine optische Täuschung ausgeschlossen, vielmehr scheint hier eine Gesetzmässigkeit vorzuliegen, durch die sich die *D*-Linien von den anderen im sichtbaren Gebiet liegenden Linien unterscheiden. Kayser und Runge[1]) haben auf Grund anderer Eigenschaften die *D*-Linien mit einigen ultravioletten Linien (die übrigens nach Eder und Valenta[2]) auch im Flammenspectrum des Na vorkommen, also jedenfalls in Lockyer'schem Sinne „lange Linien" sind) zu einer Hauptserie, die übrigen Linien zu zwei Nebenserien zusammengefasst. Es wäre interessant, zu erfahren, ob sich das von mir beobachtete Verhalten der *D*-Linien bezüglich der Intensität, das im Gegensatz zu dem der Linien der Nebenserien steht, auch bei den ultravioletten Gliedern der Hauptserie wiederfindet. Versuche habe ich über diesen Punkt nicht angestellt.

Bei höheren Temperaturen (zwischen 400° und 500°) zeigte sich ausser den Linien noch ein auch von E. Wiedemann und Schmidt beobachtetes grünes Band bei $\lambda = 500$ $\mu\mu$. Leider wurde die Innenwand der Glasröhre so schnell von dem

1) Kayser u. Runge, Wied. Ann. **41.** p. 309. 1890.

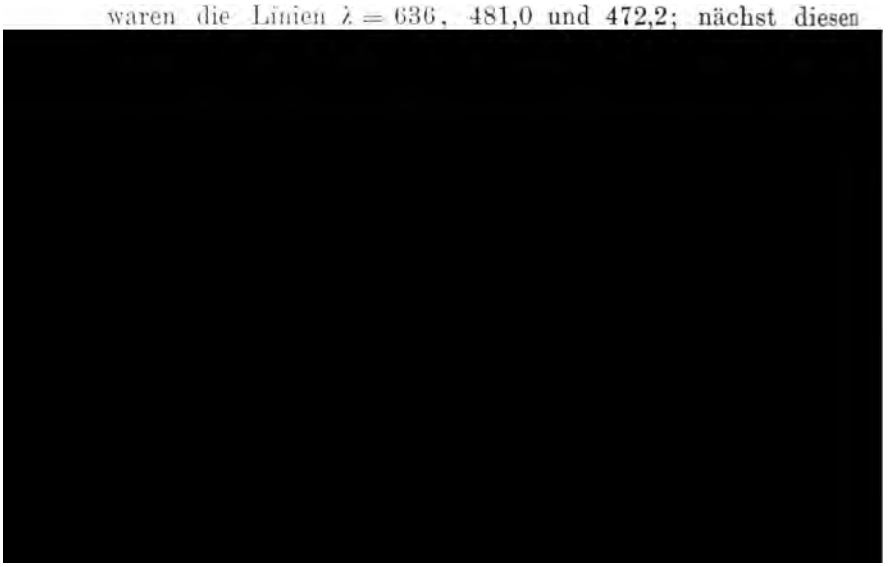
2) Eder u. Valenta, Denkschr. d. k. Akad. d. Wissensch. zu Wien, Math.-naturw. Klasse, **61.** 1894.

Natriumdampf unter Ausscheidung dunkelbraunen Siliciums angegriffen, dass bei der dadurch bedingten Schwächung des austretenden Lichtes genauere Beobachtungen nicht möglich waren; es konnte deshalb nicht entschieden werden, ob diese Bande sich bei der von mir benutzten Dispersion in Linien auflösen lässt oder nicht.

Von den Linien zeigten die nunmehr stark verbreiterten *D*-Linien die bekannten Umkehrungserscheinungen, indem in der Mitte des entstandenen breiten gelben Bandes zwei feine dunkle Linien auftraten, die mit zunehmendem Druck selbst breiter wurden. Die übrigen Linien waren scharf und nicht umgekehrt, aber zum grössten Theil sehr schwach.

Zum Schluss wurden *Zinn* und *Blei* untersucht. Letzteres gab gar keine Resultate; selbst bei 600° C. war die Dampfspannung noch zu klein, um den Strom hindurchzulassen. Die Entladungen des Inductoriums gingen zwar hindurch, aber ohne dass Linien des Pb auftraten.

In einer mit Zinn (Sn) gefüllten Röhre von 8 mm Weite wurde bei etwa 480—550° sowohl mit dem constanten Strom wie mit dem Inductorium ein Spectrum erhalten, das aus Linien und Banden bestand; es zeigte sich jedoch, dass die helleren Linien (die schwachen liessen sich nicht messen) sämmtlich dem *Zink* angehörten, das also in dem zur Füllung benutzten, angeblich chemisch reinen Zinn in ziemlicher Menge als Verunreinigung vorhanden gewesen sein muss. Am stärksten waren die Linien $\lambda = 636$, 481,0 und 472,2; nächst diesen



1. dass nicht nur die Metalloide, sondern auch Metalle (Hg, Cd, Zn, Na) bei der stetigen Glimmentladung im Geisslerrohr Spectra niederer Ordnung (Bandenspectra) liefern;

2. dass auch die durch das Inductorium erzeugte Glimmentladung dieselben Spectra liefert, nur mit dem Unterschied, dass die an relativ niedrige Temperaturen gebundenen Bandenspectra (besonders die continuirlichen) gegenüber dem Linienspectrum schwächer entwickelt sind als beim constanten Strom.

III. Die Abhängigkeit der Lichtstrahlung von Stromstärke und Dampfdruck bei Quecksilber und Cadmium.

§ 12. Ueber die Strahlung der Gase unter dem Einfluss der stetigen Glimmentladung in Geissler'schen Röhren und ihre Abhängigkeit von Stromstärke und Druck liegt bisher nur eine Arbeit von K. Ångström[1]) vor, der dieselbe bolometrisch für N, H, O und CO bestimmt hat. Er maass dabei jedoch nicht die Strahlung einzelner bestimmter Wellenlängen, sondern die Gesammtintensität der von der leuchtenden Gassäule ausgesandten Strahlen, unter denen er wieder die Gruppe der Lichtstrahlen für sich betrachtete. Die Resultate, die er erhielt, sind folgende:

1. Bei constantem Druck wächst die Strahlung direct proportional der Stromstärke. Dies gilt sowohl für die Gesammtstrahlung, wie auch für die Lichtstrahlung allein.[2])

2. Mit wachsendem Druck nimmt bei gleicher Stromstärke die Gesammtstrahlung zu, die Lichtstrahlung dagegen ab. Es ändert sich also das Verhältniss zwischen den Strahlungsgrössen verschiedener Wellenlängen so, dass mit abnehmendem Druck die kürzeren Wellen relativ stärker hervortreten.

Ångström drückt dies letztere noch etwas anders mit folgenden Worten aus:

„Mit abnehmendem Druck rückt der Schwerpunkt der Energie im Spectrum nach der Seite der kürzeren Wellenlänge hin."

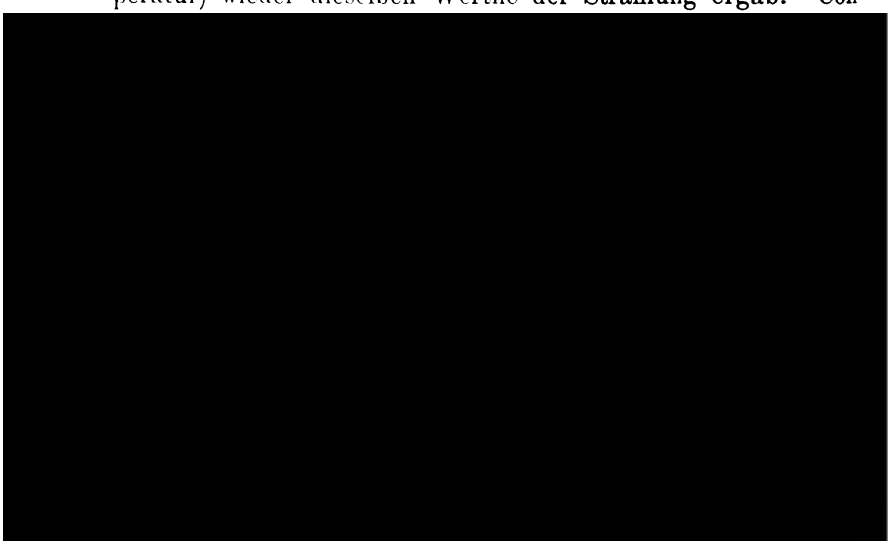
1) K. Ångström, Nova Acta Reg. Soc. Scient. Upsal. **3.** 9. April 1892; Wied. Ann. **48.** p. 493. 1893.

2) In einer zur Orientirung dienenden Untersuchung hatte Ångström die Abhängigkeit photometrisch gemessen und ebenfalls Proportionalität gefunden.

Untersuchungen, welche speciell die *Licht*strahlung der Gase in Geisslerröhren betreffen, sind ausserdem von Lagarde[1]) für Wasserstoff ausgeführt worden. Er maass die relativen Intensitäten der Linien H_α, H_β, H_γ spectrophotometrisch, benutzte jedoch eine enge Capillarröhre und das Inductorium, sodass seine Resultate nicht ohne weiteres weder mit den Ångström'schen noch mit den meinigen vergleichbar sind. Er fand übrigens: 1. dass die Intensität dieser drei Linien schneller zunimmt als die Stromstärke und mit dieser durch eine Exponentialfunction $l = e^{a\,i-b}$ verbunden ist, worin l und i Lichtintensität und Stromstärke, a und b zwei Constante sind, und 2. dass bei gleicher Stromstärke die Lichtintensität mit zunehmendem Drucke *kleiner* wird.

§ 13. Die im Folgenden mitgetheilten Untersuchungen beziehen sich auf die Intensität bestimmter Wellenlängen in den sichtbaren Spectren von Quecksilber und Cadmium bei der stetigen Glimmentladung. Es wurden durchgehends Röhren mit Längsdurchsicht benutzt, da nur diese die genügende Lichtstärke lieferten.

Bezüglich der in den Tabellen enthaltenen Zahlenangaben ist zu bemerken, dass nur solche Beobachtungsreihen zur Verwendung kamen, bei denen erstens die Temperatur des Heizbades, also auch der Druck in der Entladungsröhre während der Messungen hinreichend constant blieb, und zweitens cyklische Veränderung der Variablen (Stromstärke, Temperatur) wieder dieselben Werthe der Strahlung ergab. Con-



Ebenso sind die Zahlen, welche die Stärke der Strahlung angeben ($l = 10^3 . \mathrm{tg}^2 \alpha$ bez. $10^2 . \mathrm{tg}^2 \alpha$), Mittelwerthe aus je 2—4 Paar Einstellungen des Nicols in zwei gegenüberliegenden Quadranten, nur selten wurden mehr als 4 Einstellungen gemacht. Die an sich sehr wünschenswerthe Vermehrung derselben verbot sich einmal durch die damit verbundene längere Dauer einer Beobachtungsreihe, welche die Constanz der Temperatur gefährdete; besonders aber durch die ausserordentlich starke Ermüdung des Auges, durch welche die so gewonnene grössere Genauigkeit wieder in Frage gestellt worden wäre.

§ 14. Um die Genauigkeit der Resultate einigermaassen beurtheilen zu können, bestimmte ich nach dieser Methode für die Stickstoffbande $\lambda = 606\,\mu\mu$ (bei dem Druck von etwa 1 mm die hellste des ganzen Stickstoffspectrums) die Abhängigkeit der Lichtstrahlung von der Stromstärke. Der Stickstoff war in der früher beschriebenen Weise aus atmosphärischer Luft hergestellt und zeigte im Spectroskop keine Verunreinigungen durch andere Gase; der Druck wurde mit einem Mac Leod'schen Manometer gemessen. Es wurden zwei Röhren mit Aluminiumelectroden und Durchmessern von 3 und 10 mm benutzt. Dieselben standen während der Beobachtungen dauernd mit der Pumpe in Verbindung. Die Tabellen 1 und 2 enthalten zwei derartige Messungen; p ist der Druck in Millimeter Quecksilber auf 0° reducirt, $2R$ der Rohrdurchmesser;

Tabelle 1.

N, $2R = 1$ cm, $p = 1{,}17$ mm.

i	l	$l/i = a$
1,35	44	31,9
1,90	64	33,7
2,76	87	31,5
2,88	89	30,9
3,58	117	32,7
4,28	138	32,2
5,08	178	35,0
5,24	177	33,8
6,55	220	33,6
6,78	230	33,9

Mittelwerth von a 32,92.

Tabelle 2.

N, $2R = 3$ mm, $p = 0{,}94$ mm.

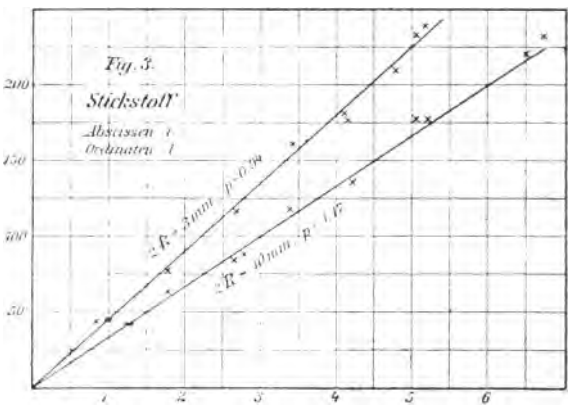
i	l	$l/i = a$
0,96	45	46,9
1,01	46	45,6
1,79	77	43,0
2,76	119	43,1
3,50	162	46,3
4,19	185	44,2
4,22	177	42,0
4,82	212	44,0
5,15	232	45,1
5,27	241	45,7

Mittelwerth von a 44,59.

in Columne 1 sind die Stromstärken i in Milliampères angegeben, Columne 2 enthält unter l die Werthe $10^3 . \mathrm{tg}^2 \alpha$ bez. $10^2 . \mathrm{tg}^2 \alpha$, Columne 3 die Werthe der Quotienten l/i, die mit a bezeichnet werden mögen.

Die Entfernung der Entladungsröhre vom Photometerspalt betrug in beiden Fällen etwa 6,5 cm, die der Vergleichslampe 25 cm. Die Strahlung ist wegen des geringeren Querschnittes der Röhre in Tab. 2 etwa zehnmal so stark wie in 1. Die Resultate sind graphisch in Fig. 3 dargestellt.

Man ersieht aus den Tabellen, dass der Quotient l/i einen nahezu constanten Werth besitzt. Die Abweichungen der einzelnen Werthe vom Mittel betragen in beiden Fällen höchstens



Linien $\lambda = 546$ und $\lambda = 579$ beim Hg, $\lambda = 643{,}9\ \mu\mu$ beim Cd. Die Tabellen 3 bis 9 enthalten die diesbezüglichen Werthe; i ist die Stromstärke in Mikroampères, l die Grösse $10^3.\mathrm{tg}^2\alpha$, t die Temperatur des Heizbades in Celsiusgraden, p der Sättigungsdruck des Dampfes bei der gemessenen Temperatur, a wieder der Quotient l/i.

Tabelle 3.

Quecksilber, $\lambda = 546\ \mu\mu$, $2R = 3$ mm.

$t = 116^0$, $p = 0{,}65$ mm. $t = 127^0$, $p = 1{,}1$ mm.

i	l	a	i	l	a
71	171	2,41	73	157	2,15
154	304	1,97	94	182	1,94
237	416	1,76	229	330	1,44
338	456	1,35	294	369	1,26
387	518	1,34	437	438	1,00
483	592	1,23			
513	567	1,11			

$t = 138^0$, $p = 1{,}8$ mm. $t = 117{,}5^0$, $p = 0{,}7$ mm.

i	l	a	i	l	a
66	86	1,30	142	288	2,03
133	118	0,89	211	388	1,84
198	156	0,79	298	484	1,62
295	203	0,69	382	545	1,43
408	245	0,60	439	578	1,32
429	286	0,66			
454	294	0,65			

Tabelle 4.

Quecksilber, $\lambda = 579\ \mu\mu$, $2R = 3$ mm.

$t = 117^0$, $p = 0{,}7$. $t = 128{,}0$, $p = 1{,}2$. $t = 138^0$, $p = 1{,}8$.

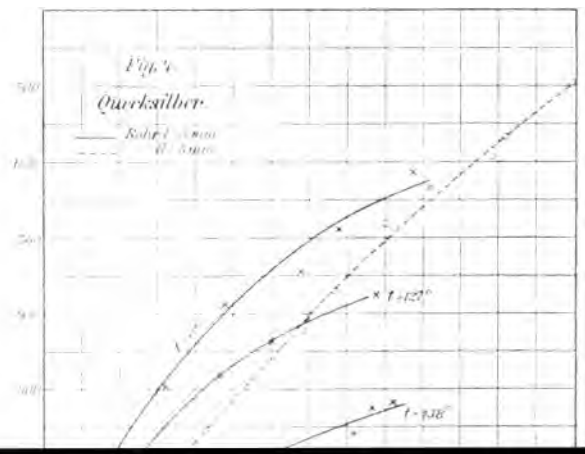
i	l	a	i	l	a	i	l	a
81	35	0,43	97	24	0,25	167	29	0,17
119	41	0,35	179	46	0,26	271	34	0,13
141	43	0,31	270	56	0,21	407	47	0,12
198	55	0,28	386	60	0,16	423	47	0,11
253	67	0,27	391	65	0,16			
335	73	0,22						
378	86	0,23						
446	100	0,22						
498	97	0,19						

Tabelle 5.

Quecksilber, $\lambda = 546\ \mu\mu$, $2R = 8$ mm, $i = 126{,}5°$, $p = 1{,}1$.

i	l	a	i	l	a
181	219	1,21	369	436	1,18
262	309	1,18	448	522	1,17
310	336	1,08	588	603	1,03
312	363	1,16	601	637	1,06
336	394	1,17	697	711	1,02
345	383	1,11			

Die Werthe von l in Tab. 5 sind mit denen in Tab. 3 nicht vergleichbar, da die Entfernungen der Röhre und Ver-



sondern langsamer, da das Verhältniss $a = l/i$ mit wachsendem i durchweg kleiner wird.

2. Die relativen Aenderungen des Quotienten l/i, also die Abweichung der Curven, welche l als Function von i darstellen, von geraden Linien ist am grössten bei geringem Rohrdurchmesser, während sie, wie Tab. 5 ergiebt, bei 8 mm Rohrweite nur sehr gering sind.

Bezeichnet man nämlich die Werthe, welche $a = l/i$ für den kleinsten und grössten Werth der Stromstärke i annimmt, mit a' bez. a'', so erhält man für die relative Abnahme von a, nämlich $(a' - a'')/a'$, folgende Werthe:

	Rohr I			Rohr II
t	116°	127°	138°	126,5°
$\frac{a'-a''}{a'}$	0,54	0,49	0,50	0,16

Die Abnahme beträgt also im ersten Fall etwa 50 Proc., im letzteren nur 16 Proc. des grössten Werthes. Dabei ist jedoch zu berücksichtigen, dass die a' und a'' entsprechenden Werthe von i (i' und i'') nicht in demselben Verhältniss zu einander stehen, da der Quotient i'/i'' für das Rohr I (Tab. 3) etwa 6 bis 7, für II (Tab. 5 aber nicht ganz 4 beträgt. Es ist daher, wenn man die Resultate miteinander vergleichen will, für dieses nicht 16 Proc., sondern ungefähr das Doppelte anzunehmen. Aber auch so ist der oben hervorgehobene Unterschied noch deutlich zu erkennen. Woher derselbe stammt, ob die Verschiedenheit der Stromdichte ihn bedingt, oder ob auch die Rohrwände wegen ihres Wärmeleitvermögens einen gewissen Einfluss ausüben, der natürlich bei engerem Querschnitt grösser ausfallen muss, darüber geben die Versuche keine Auskunft. Sicher ist nur, dass bei hinreichend weitem Querschnitt und dadurch bedingter *kleiner* Stromdichte die Lichtintensität der Stromstärke *nahezu* proportional ist.

Ich habe versucht, die Beziehung zwischen l und i durch eine quadratische Function mit zwei Constanten darzustellen, und gefunden, dass sich ein Ausdruck von der Form

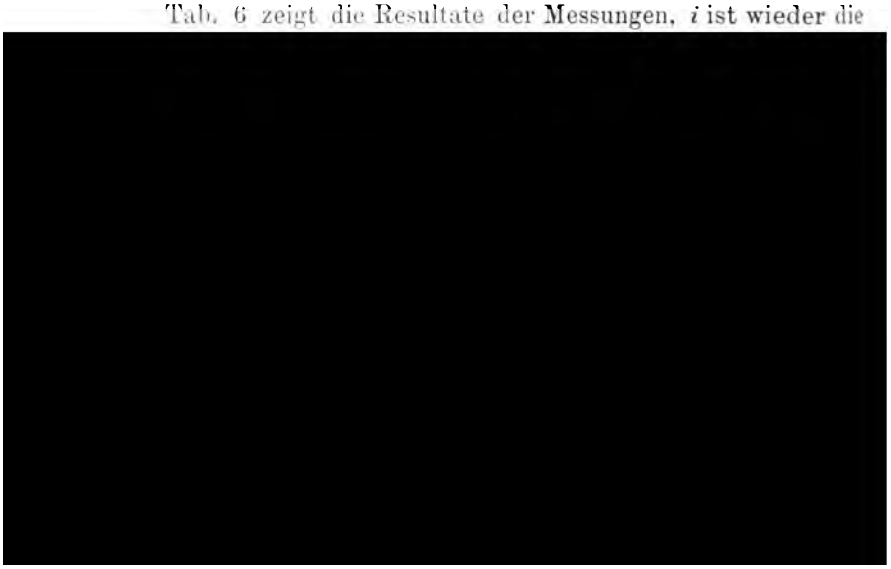
$$l = \sqrt{Ai + B^2} - B$$

am besten dazu eignet. Die Gleichung stellt eine Parabel dar, deren Axe parallel der i-Axe liegt.

Sie hat jedoch nur den Werth einer Interpolationsformel, welche den Gang der Function annähernd darstellt.

§ 16. Da sich für das engere Rohr Nr. I keine einfache Beziehung zwischen Strahlung und Stromstärke ergab, so untersuchte ich, ob vielleicht eine solche zwischen der Strahlung und der durch Stromstärke und Potentialgefälle bestimmten Stromarbeit besteht. Zu dem Zweck wurde ein Rohr von denselben Dimensionen wie Nr. I mit dünnen Platinsonden versehen, deren Spitzen sich an den Einmündungsstellen der Mittelröhre in die Seitenschenkel befanden, wo sie bis zur Mitte hineinragten. Bis auf die Spitze waren sie mit einem angeschmolzenen Glasmantel umgeben. Zur Messung der Potentialdifferenz, welche diese Sonden beim Stromdurchgang annahmen, diente ein Braun'sches Electrometer, dessen ursprünglich in Intervalle von je 100 Volt getheilte Scala so vervollständigt wurde, dass man Differenzen von 10 Volt ablesen konnte; einzelne Volt liessen sich annähernd schätzen. Calibrirt wurde es mit Hülfe der successive hintereinander geschalteten Elementgruppen der Hochspannungsbatterie, deren Potentiale vor- und nachher mit dem Raps'schen Präcisionsvoltmeter bestimmt wurden. In dem zur Messung in Betracht kommenden Intervall von 150—370 Scth. erwiesen sich die Nadelausschläge proportional dem wahren Werth der Potentiale.

Tab. 6 zeigt die Resultate der Messungen, i ist wieder die



Aus dieser Tabelle ergiebt sich zunächst folgendes:

1. Der Potentialgradient (d. h. das Potentialgefälle in Volt pro Centimeter) im positiven Quecksilberglimmlicht nimmt mit wachsender Stromstärke ab.

2. Die Grösse des Gradienten schwankt in dem in Betracht kommenden Versuchsbereich und bei einer Rohrweite von 3 mm zwischen 25,6 und 19,4 Volt, beträgt also im Mittel etwa 23 Volt.

Warburg[1]) hatte ihn in einem 5,7 cm weiten Rohr bei 150°—190° (3—14 mm Druck) zwischen 30 und 40 Volt gefunden; er scheint demnach bei höherem Druck grösser zu sein, eine Eigenschaft, die sich auch bei anderen Gasen gezeigt hat. Die Abhängigkeit des Gradienten von der Stromstärke lässt sich annähernd durch einen linearen Ausdruck $v' = a - bi$ darstellen. Die Constanten a und b sind nach der Methode der kleinsten Quadrate berechnet als $a = 27{,}91$, $b = 0{,}02535$. a ist der Maximalwerth, welchen v' für unendlich kleine Stromstärke annehmen würde, b die Abnahme des Gradienten für die Zunahme 1 der Stromstärke, d. h. für 1 Mikroampère. Tab. 7 enthält die beobachteten und berechneten Werthe des Gradienten v'.

Tabelle 7.

v' beob.	v' ber.	v' beob.	v' ber.
25,6	25,48	19,7	20,25
23,6	23,50	19,4	19,44
22,5	22,54	19,7	19,09
21,1	21,32		

§ 17. Was nun die Beziehungen zwischen l und i bez. ir betrifft, so giebt Fig. 5 einen Ueberblick über dieselben. Für Curve 1 stellen die Abscissen die Strom*stärke* in Mikroampères dar, für 2 die Strom*arbeit* in Zehntausendsteln Watts, die Ordinaten sind in beiden Fällen l. Man sieht, dass Curve 2 etwas gestreckter ist als 1, aber bei weitem noch keine gerade Linie darstellt, dass also auch zwischen l und der Stromarbeit keine einfachere Beziehung besteht.

1) Warburg, Wied. Ann. **40**. p. 1. 1890.

Dasselbe Resultat ergiebt sich aus der Betrachtung der Werthe l/i und l/vi in Tab. 6. Beide zeigen eine stetige Abnahme mit wachsendem i. Setzt man wie früher

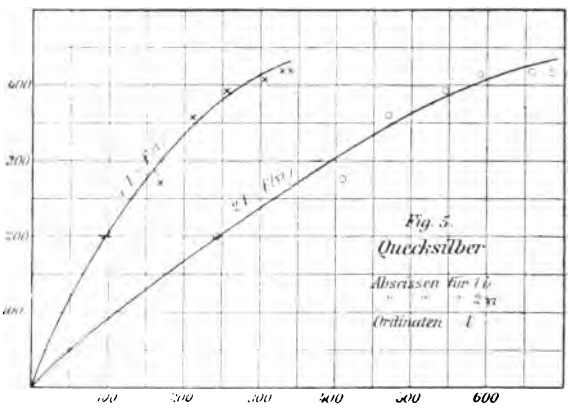
$$\frac{l}{i} = a, \quad \frac{l}{iv} = b$$

und bildet

$$\frac{a'-a''}{a'} = A, \quad \frac{b'-b''}{b'} = B,$$

so erhält man

$$A = \frac{2{,}08 - 1{,}20}{2{,}08} = 0{,}42, \qquad B = \frac{8{,}13 - 6{,}10}{8{,}13} = 0{,}25.$$



Die relative Abnahme des Quotienten ist im zweiten Falle etwas über die Hälfte derjenigen im ersten, die Curve, welche l als Function der Strom-

Quotient l/i mit wachsendem i selber zunimmt. In Tab. 8 ist eine diesbezügliche Beobachtungsreihe mitgetheilt.

Tabelle 8.

Cadmium, $2R = 8$ mm, $t = 404{,}5^0$.

i	l	a	i	l	a
447	103	0,230	659	342	0,519
449	119	0,265	683	384	0,562
521	201	0,386	961	683	0,710

Fig. 6 zeigt den Verlauf der Curve für diesen Fall, die Stromstärken sind ebenso wie in der Tabelle in Mikroampères angegeben.

B. Abhängigkeit der Strahlung vom Dampfdruck.

§ 19. Ausser von der Art und Stärke des erregenden Stromes hängt die Strahlung von Druck, Dichte und Temperatur des Gases ab, von welchen drei Grössen jedoch nur zwei beliebig gewählt werden können, da vermöge der Zustandsgleichung die dritte jedesmal durch die Werthe der beiden anderen bestimmt ist. Welche von ihnen man als unabhängige Variable betrachten und hinsichtlich ihres Einflusses auf die Strahlung untersuchen will, ist zunächst ganz beliebig und wird lediglich durch Gründe der Zweckmässigkeit und Bequemlichkeit bestimmt. Da der Druck am leichtesten und sichersten zu messen ist, so liegt es am nächsten, ihn als eine derselben zu benutzen. Um seinen Einfluss *allein* zu bestimmen, müsste man aber noch die andere Zustandsvariable (Temperatur oder Dichte) constant halten. Das ist jedoch sowohl bei den Ångström'schen, als auch erst recht bei meinen Versuchen nicht streng erfüllt, denn im allgemeinen variirt bei constant gehaltener Stromstärke mit dem Druck auch der Potentialgradient, folglich die Stromarbeit pro Cubikcentimeter und infolge dessen die Erwärmung der Gastheilchen. Bei meinen Versuchen, bei denen gesättigter Dampf benutzt wurde, musste ohnehin schon der Dampf auf verschiedene Temperaturen erhitzt werden, um die gewünschten Drucke zu erzeugen. Die von Ångström für N, H und CO, sowie von mir für Hg und Cd ermittelte Beziehung zwischen Strahlung und Druck ist

daher keine reine Function des letzteren, sondern enthält als „verborgene Coordinate“ noch die Temperatur. Einen wie grossen Einfluss bei constant gehaltenem Druck dieselbe bei Quecksilber und Cadmium hat, ist unbekannt; beim Stickstoff ist er jedenfalls nur sehr gering, wie aus einem Versuch von Hrn. Herz[1]) folgt, welcher fand, dass die Helligkeit der Glimmentladung sich nicht änderte, wenn bei constanter Stromstärke und constantem Druck das Entladungsrohr auf etwa 100° C. erwärmt wurde. Wahrscheinlich überwiegt übrigens auch bei Quecksilber und Cadmium in den folgenden Versuchen der Einfluss des Druckes bei weitem den der Temperatur, schon aus dem Grunde, weil die Temperaturänderungen relativ klein sind gegen die Druckänderungen.

§ 20. Die Wirkungen, welche Druckänderungen auf das Spectrum der Glimmentladung ausüben, können nun folgende sein:

1. Kann bei gleicher Energiezufuhr (bez. constanter Stromstärke) die absolute Grösse des in Strahlung umgesetzten Theiles derselben mit dem Druck variiren.

2. Kann sich die relative Intensitätsvertheilung zwischen den einzelnen Linien desselben Spectrums ändern, wozu auch Verbreiterung der Linien durch Hinzutreten benachbarter Schwingungen gehört.[2])

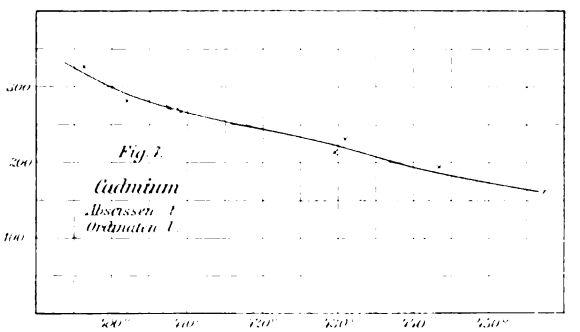
3. Kann sich die relative Vertheilung der Intensität zwischen mehreren gleichzeitig nebeneinander auftretenden Spectren verschiedener Ordnung ändern.

Ist wie beim Stickstoff nur *ein* einheitliches Spectrum

[redacted]

änderungen an einer Stelle im Spectrum zurückzuführen sind, derartige Bestimmungen jedoch mit den angewandten Hülfsmitteln nicht auszuführen waren, so habe ich mich darauf beschränkt, zu untersuchen, ob und in welchem Sinne Zustandsänderungen des Dampfes, speciell Druckänderungen, einen Einfluss auf die Strahlung bestimmter Wellenlängen ausüben.

§ 21. Ich beginne mit *Cadmium*, bei dem wieder die rothe Linie $\lambda = 643{,}9\ \mu\mu$ zur Messung benutzt wurde, theils weil das Auge in dieser Spectralregion nicht so schnell ermüdet, theils weil hier nicht wie im grünen und blauen Gebiet ein, wenn auch schwaches, continuirliches Spectrum vorhanden ist, das bei höheren Drucken die Intensität der in ihm liegenden Linien zu gross erscheinen lässt. Tab. 9 giebt die Re-



sultate der Messung, Fig. 7 eine graphische Darstellung derselben. Die Stromstärke betrug 680 Mikroampère, t ist die Temperatur des Heizbades in Celsiusgraden, durch welche der Druck p im Innern des Rohres bestimmt ist.[1])

1) In meiner Dissertation habe ich angegeben, dass die Dampfspannung des Cd noch nicht gemessen sei. Nachträglich habe ich jedoch gefunden, dass Barus dieselbe schon bestimmt hat. (Phil. Mag. (5) **29**. p. 141. 1890.) Nach der von ihm angegebenen Formel

$$\log p = -30{,}567 - \frac{1391}{T} + 11{,}180 \log T,$$

worin T die absolute Temperatur bedeutet, sind die obigen Werthe des Druckes berechnet. Allerdings können sie auf Genauigkeit keinen allzugrossen Anspruch machen, da Barus selbst seine Resultate als nur annähernd richtig bezeichnet. Vermuthlich sind sie etwas zu klein.

Tabelle 9.

Cadmium, $\lambda = 643{,}9$; $2R = 8$ mm; $i = 680 \cdot 10^{-6}$ Amp.

t	p	l	t	p	l
396,5°	1,0	324	430,0°	2,1	213
402,0	1,1	272	430,5	2,2	231
407,5	1,3	260	443,0	2,8	197
409,0	1,3	260	457,0	3,8	167

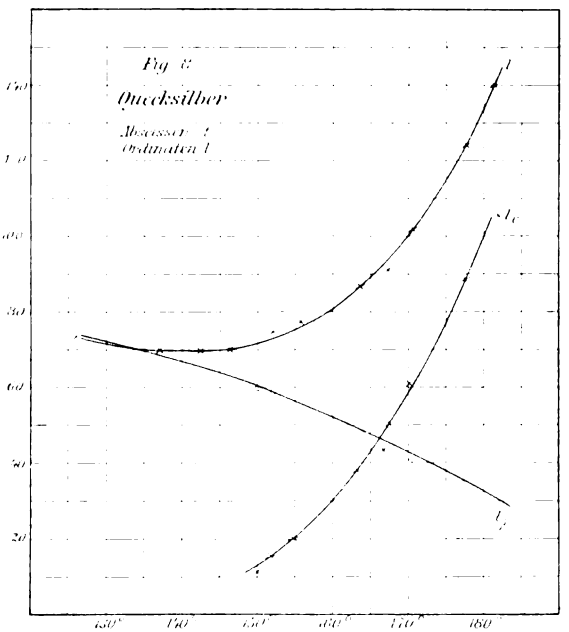
Es ergiebt sich hieraus, dass die Intensität der Linie 643,9 $\mu\mu$ bei constanter Stromstärke erheblich durch den Dampfzustand beeinflusst wird, indem sie bei geringerer Temperatur, also kleinem Druck, fast doppelt so gross ist wie bei der höchsten, bei der gemessen wurde.

§ 22. Das gleiche Resultat ergiebt sich für das Linienspectrum des *Quecksilberdampfes*, wie aus der zu Tab. 3 gehörigen Fig. 4 zu entnehmen ist; denn die Curven, welche die Intensität l als Function von i darstellen, nähern sich mit steigender Temperatur, also wachsendem Druck, immer mehr der Abscissenaxe; die Ordinaten l, welche zu gleichen Werthen i gehören, werden also kleiner.

Um das Verhalten der Strahlung auch bei höheren Drucken zu studiren als es mit dem engen Rohr Nr. I möglich war, wurden besondere Versuche darüber mit dem 8 mm weiten Rohr Nr. II angestellt, bei denen die Temperatur zwischen

der Wellenlänge ändert. Durch besondere Versuche überzeugte ich mich ferner, dass die Intensitäten zu beiden Seiten der Linie so wenig verschieden waren, dass man in Anbetracht der Beobachtungsfehler diese Differenz vernachlässigen und einfach die auf *einer* Seite neben $\lambda = 546$ gemessene Intensität für l_c setzen konnte, wodurch die Beobachtungen sehr erleichtert wurden.

Tab. 10 enthält unter l und l_c die direct gemessenen Werthe dieser Grössen, unter l_λ die Differenzen $l - l_c$, t ist wieder die Temperatur des Heizbades und p der derselben



entsprechende Druck des gesättigten Quecksilberdampfes. Die Stromstärke betrug 700 Mikroampères.

Dass in der Columne 4 (l_c) die drei ersten Werthe fehlen, erklärt sich durch die Lichtschwäche des continuirlichen Spectrums, welche die Messung unmöglich machte. Infolge dessen kann man hier auch nicht l_λ berechnen und die mit einem Stern versehenen Werthe l, welche für l_λ gesetzt sind, sind etwas zu gross, während $l_\lambda = 73$ nahezu richtig sein

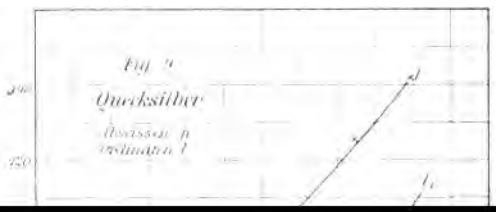
wird, da bei diesem Druck (1 mm) das continuirliche Spectrum kaum erst zu sehen ist.

Tabelle 10.

Quecksilber, $\lambda = 546$; $2R = 8$ mm; $i = 700 \cdot 10^{-6}$ Amp.

t	p	l	l_c	l_λ	l_λ ber.	l_c ber.
125,7	1,0	73	—	73	70,8	—
140,2	1,9	69	—	69*	66,7	—
146,7	2,5	70	—	70*	63,9	—
150,3	3,0	72	12	60	61,6	10,5
152,6	3,3	77	17	60	60,2	14,6
155,7	3,7	78	20	58	58,3	20,2
164,1	5,1	88	39	49	51,8	39,7
167,4	5,9	93	44	49	48,1	50,9
170,3	6,6	102	61	41	44,9	60,6
177,9	8,5	125	90	35	36,1	87,1
182,0	9,9	141	107	34	29,6	106,6

Die Tabelle zeigt, dass auch hier die Strahlung der *Linie* $\lambda = 546\ \mu\mu$ mit wachsendem Druck sehr stark abnimmt, während im Gegensatz dazu das *continuirliche* Spectrum immer heller wird. Aus den Figg. 8 und 9 ist die Art und Weise der Veränderungen von l_λ und l_c noch



enthalten die auf Grund linearer Functionen $l_c = a + bp$ bez. $l_\lambda = a' - b'p$ berechneten Werthe von l_λ und l_c, welche das Gesagte bestätigen.

Der Schnittpunkt der beiden Curven l_λ und l_c liegt ungefähr bei der Abscisse $p = 5{,}9$ mm ($t = 167^0$); bei diesem Druck haben also beide die gleiche Helligkeit. Wahrscheinlich ist die Lage dieses Punktes abhängig von der Stromdichte, ändert sich also bei verschiedenen Röhrenweiten, denn nach Warburg's Beobachtungen war in einem 5,7 cm weiten Rohr bei diesem Druck von einer Linie, die sich von dem hellen Hintergrunde abgehoben hätte, nichts zu sehen. Meine eigenen Beobachtungen mit dem 3 mm weiten Rohr reichen leider nicht so weit, da der Strom bei diesem Druck nicht mehr hindurch ging.

Resultate.

Eine Zusammenstellung der Hauptresultate ergiebt somit folgendes:

1. Nicht nur die Metalloide, sondern auch die Metalle zeigen im Geisslerrohr mehrfache Spectra.

2. Die Spectralerscheinungen, welche der constante Strom der Hochspannungsbatterie in verdünnten Gasen und Dämpfen hervorbringt, unterscheiden sich qualitativ *nicht* von denjenigen bei schwachen discontinuirlichen Entladungen.

3. Der Potentialgradient im positiven Glimmlicht ist beim Quecksilber in engen Röhren nicht constant, sondern nimmt mit wachsender Stromstärke ab.

4. Die von Ångström bei Stickstoff und Wasserstoff beobachtete Proportionalität zwischen Lichtstrahlung und Stromstärke gilt beim Quecksilber- und Cadmiumdampf nicht: beim Cadmium wächst die Intensität der Linien schneller, beim Quecksilber langsamer als die Stromstärke. Die Abweichung vom Proportionalitätsgesetz wird bei Hg mit abnehmender Rohrweite grösser.

5. Bei constanter Stromstärke nimmt die Intensität der Linien im Hg- wie im Cd-Spectrum mit steigendem Druck *ab*, die des continuirlichen Spectrums dagegen *zu*.

Zum Schluss erlaube ich mir, meinem hochverehrten Lehrer, Hrn. Prof. Warburg, der mir die Anregung zu dieser Arbeit gegeben, sowie bei der Ausführung durch Rath und That seine Hülfe hat angedeihen lassen, meinen aufrichtigen Dank dafür auszusprechen.

Berlin, Physik. Inst. der Universität. December 1897.

(Eingegangen 27. Mai 1898.)

8. *Die Bewegung electromagnetisch erregter Saiten;* *von Georg Klinkert.*

(Hierzu Taf. IV u. V.)

Die ersten Untersuchungen an Metallsaiten, welche mit Hülfe eines Electromagneten in stehende Transversalwellenbewegungen versetzt wurden, sind von Melde[1]) gemacht worden, nachdem schon Eustis[2]) im Jahre 1880 eine Saite als Unterbrecher des electrischen Stromes angewandt hatte. Hauptsächlich waren es die Theilschwingungen der Saite, welche Melde beobachtete. In seiner Abhandlung wird auf die grossen Vorzüge hingewiesen, welche eine Saite als Stromunterbrecher bei akustischen Versuchen sowohl infolge ihrer grossen Empfindlichkeit als besonders dadurch besitzt, dass man die Tonhöhe bequem und innerhalb weiter Grenzen beliebig ändern kann. Seitdem findet der Saitenunterbrecher nicht nur auf dem Gebiet der Akustik, sondern auch der Electricität (M. Wien[3]) zahlreiche Verwendung. Ausserdem sei noch darauf hingewiesen, dass Eisenmann in seinem electrischen Clavier den electrischen Strom als Kraftquelle benutzt.

Es schien daher von Interesse, die Schwingungen electromagnetisch betriebener Saiten ausführlicher zu untersuchen, zumal da die Bewegung gezupfter, gestrichener und geschlagener Saiten schon durch Helmholtz genau bekannt, die Schwingungscurven gestrichener und gezupfter Saiten von O. Krigar-Menzel und A. Raps[4]) nach der von ihnen erfundenen „photographischen" Methode und die der geschlagenen Saite nach derselben Methode von W. Kaufmann[5]) zur objectiven Darstellung gebracht worden sind. Die Methode, welche ich anwandte, ist die photographische, indessen weicht die Anord-

1) F. Melde, Wied. Ann. **21.** p. 467. 1884.
2) Eustis, Proc. Bost. Soc. **7.** p. 218—219. 1880.
3) M. Wien, Wied. Ann. **42.** p. 597. 1891.
4) O. Krigar-Menzel, Wied. Ann. **44.** p. 623. 1891; **50.** p. 444. 1893.
5) W. Kaufmann, Wied. Ann. **54.** p. 675. 1895.

nung meiner Versuche in einigen Punkten von derjenigen ihrer Erfinder ab.

Als Lichtquelle wurde die Sonne benutzt. Die von einem Heliostaten auf eine Planconvexlinse geworfenen Sonnenstrahlen liefern auf einem mikrometrisch verstellbaren senkrechten Spalt ein rundes Sonnenbild von ca. 1 cm Durchmesser. Hinter dem Spalt befindet sich ein zweites Linsensystem, welches ein reelles Spaltbild in der senkrechten Schwingungsebene der Saite entwirft. Dieses Bild wird von einem photographischen Objectiv auf die an einem langen Holzpendel befestigte photographische Platte projicirt. Durch passendes Einstellen der vor dem Spalt aufgestellten Planconvexlinse erhält man ein recht scharfes Spaltbild von ganz gleichmässiger Helligkeit und einer Länge von über 2 cm. Sämmtliche Linsen nebst dem Spalte sind auf einer Vorrichtung nach Art einer optischen Bank angebracht, wodurch ein ziemlich schnelles und scharfes Einstellen ermöglicht wird. Der photographische Raum enthält als Hauptbestandtheil ein 2 m langes Holzpendel, welches in einer zu den durch Linsen und Spalt gehenden Sonnenstrahlen senkrecht stehenden Ebene schwingt. Nahe am freien Ende des Pendels ist ein viereckiges Holzbrettchen (32×34 cm) befestigt, das zur Aufnahme der Kassette dient und in der Mitte eine rechteckige Oeffnung ($3{,}5 \times 8{,}5$ cm) für den Durchgang der durch das Objectiv fallenden Strahlen besitzt. Die Kassette lässt sich leicht durch Einschieben an dem Pendel befestigen, und durch senkrechtes Verschieben derselben erhält

um diese Oeffnung ist ein sackförmiges Stück Tuch festgenäht von solcher Länge, dass es herabhängend die Oeffnung gegen alle Lichtstrahlen sicher verschliesst. Will man beobachten, so wickelt man dasselbe in die Höhe, damit die viereckige Oeffnung vollständig frei wird. Auf einer matten Glasplatte, welche man statt der Kassette einführt, die also genau an die Stelle der photographischen Platte zu stehen kommt, kann man sich schnell von der richtigen und scharfen Einstellung überzeugen. Zur subjectiven Beobachtung der Schwingungsfiguren diente nebenstehender, nach den Angaben des Hrn. W. König construirter Apparat (vgl. Fig. 1).

Eine kreisrunde Messingscheibe von 30 cm Durchmesser, welche sich in einem Holzgestell um eine horizontale Axe drehen kann, trägt nahe am Umfang zwölf kreisförmig vertheilte Linsen. In gleicher Höhe mit den Linsen besitzt das Holzgestell beiderseits eine ebenso grosse kreisförmige Oeffnung, sodass das Auge des Beobachters durch das eine kreisförmige Loch am Holzgestell, durch eine der zwölf Linsen und durch die andere Oeffnung des Scheibenhalters hindurch die auf das matte Glasscheibchen projicirten Excursionen des Saitenpunktes genau verfolgen kann.

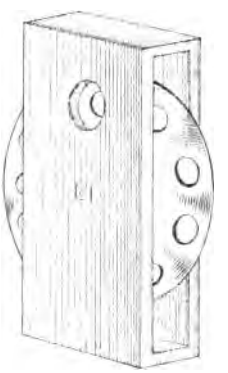


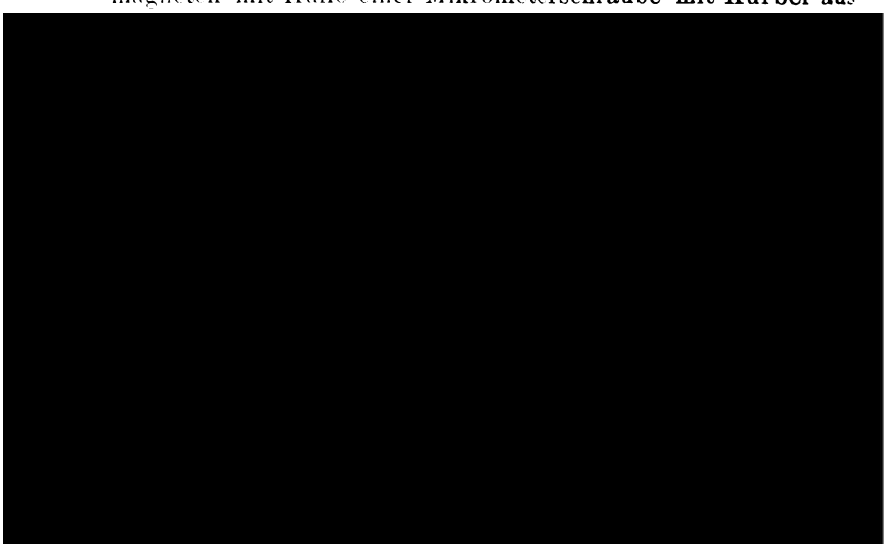
Fig. 1.

Es sei hier besonders darauf hingewiesen, dass man mit Hülfe der eben beschriebenen Linsenscheibe die Schwingungsfiguren einer Saite, welche auf irgend eine der bekannten Arten (durch Schlagen, Streichen, Zupfen etc.) erregt wird, genau und bequem subjectiv beobachten kann, ohne die für die photographische Aufnahme zwar nöthige, aber zeitraubende genaue Einstellung verschiedener Linsen vorzunehmen. Man stellt vor die Saite die Linsenscheibe, möglichst nahe hinter die Saite einen Spalt und hinter diesen irgend eine Lichtquelle (Kerzen- oder Gaslicht).

Auf der einen Seite vom Pendel ist innerhalb des dunklen Raumes eine Arretirvorrichtung für das Pendel angebracht, welche man von aussen mit Hülfe einer Schnur auslösen kann. Die photographische Aufnahme geht nun in folgender Weise vor sich. Nachdem das Objectiv durch eine Kappe verschlossen

und die Kassette an dem Pendel befestigt ist, zieht man mit der linken Hand, während die rechte mit dem sackförmigen Tuchansatz den linken Arm dicht umwickelt hält, den Schieber der Kassette in die Höhe und führt das Pendel soweit nach der Arretirvorrichtung hin, bis es von dieser erfasst wird. Jetzt nimmt man die Kappe vom Objectiv weg, lässt das Pendel einmal vorbeischwingen und schliesst das Objectiv wieder; die Aufnahme ist fertig. Von aussen lässt sich durch das Tuch hindurch der Schieber der Kassette wieder abwärts führen, wodurch die photographische Platte allseitig eingeschlossen wird. Ist das Pendel zur Seite geführt, so darf unbeschadet der Schärfe der Curven das Objectiv eine kurze Zeit unverschlossen bleiben.

Als Saiten wurden ausschliesslich sehr dünne Stahldrähte von 0.22—0,36 mm Durchmesser benutzt, ihre Länge betrug 96 cm, sie waren auf einem festen Holzgestell befestigt, welches sich auf einem Holzbrett mit Führungsleisten horizontal verschieben liess, sodass jeder beliebige Saitenpunkt beobachtet werden konnte. Da die Spannung der sehr dünnen Stahlsaiten sich rasch ändert, muss jeder Saitenhalter mit einer guten Spannvorrichtung versehen sein. Die von M. Wien[1]) angewandten Saitenhalter haben auch hier sehr gute Dienste geleistet. Der Electromagnet muss so befestigt sein, dass die kleinste Annäherung bez. Entfernung desselben von der Saite möglich ist, daher wurde die Bewegung des Electromagneten mit Hülfe einer Mikrometerschraube mit Kurbel aus-



schwedischem Eisen wählt; wurden aber mehr als drei solcher Plättchen benutzt, dann nahm die Schwingungsamplitude der Saite wieder ab. (Vgl. V. Dvořák.[1])

Die für die photographischen Aufnahmen verwandten Electromagnete besassen einen inneren Windungsdurchmesser von 1,05 cm, einen äusseren von 2,43 cm. Die Drahtstärke incl. Wickelung betrug 0,55 cm, die Länge des Eisenkernes 5,5 cm, der Widerstand des Electromagneten 3,96 Ohm, den Strom lieferten ein bis zwei Pollack'sche Accumulatoren.

Von den Versuchsanordnungen, die getroffen wurden, sind hauptsächlich zwei erwähnenswerth.

Bei der ersten ist die zur Beobachtung dienende Saite zugleich Stromunterbrecher (Saite I). Zu diesem Zweck wurde an einer beliebigen Stelle der Saite ein 0,15—0,20 mm dünnes, kurzes Platinstiftchen angelöthet, welches in ein Quecksilbernäpfchen (*Q*) eintaucht. Den Verlauf des Stromes erkennt man aus nebenstehender Skizze (Fig. 2).

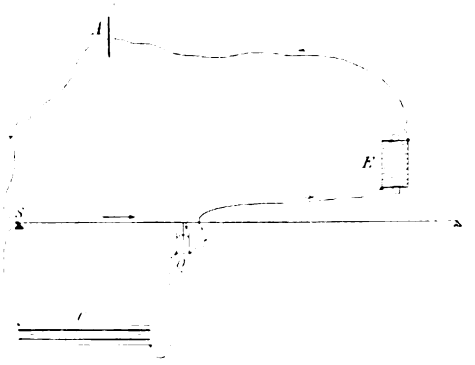


Fig. 2.

Um die infolge der Inductionsströme an der Unterbrechungsstelle auftretenden sehr starken Funken abzuschwächen, vor allem aber um grosse Schwingungsamplituden zu erhalten, muss zwischen die Funkenstrecke ein möglichst inductionsfreier Widerstand eingeschaltet werden. Besser als jeder Widerstand wirkte der plattenförmige Condensator eines Stöhrer'schen Inductoriums, deshalb wurde derselbe bei allen ferneren Versuchen ausschliesslich verwandt. Anstatt zwischen die Funkenstrecke kann der Condensator auch parallel zum Electromagneten, d. h. zwischen die Endpunkte der Windungen des Electromagneten geschaltet werden, der Condensator tönt kräftig mit.

1. V. Dvořák, Wied. Ann. **44**, p. 350, 1891.

Die Saite ist ein selbstthätiger Stromunterbrecher wie der Wagner'sche Hammer. Für sie hat daher dieselbe Theorie Gültigkeit, wie sie für ähnliche Apparate von Rayleigh aufgestellt, von Thompson, Koppe und in letzter Zeit besonders von Dvořák[1]) bestätigt und weiter ausgebildet worden ist. Auch diese Untersuchungen lassen deutlich erkennen, dass der Batteriestrom sehr wenig zur Erhaltung der Saitenschwingungen beiträgt, man braucht nur den Nebenwiderstand auszuschalten und die Saite kommt zur Ruhe, das Saitenstück, durch welches der Strom fliesst, fängt an zu glühen. Den grössten Antheil an der Erhaltung der Schwingungen haben die Inductionsströme, besonders der Oeffnungsextrastrom, dieser muss sich kräftig entwickeln können, indem er in dem Widerstand einen Weg findet, er muss abgelaufen sein, ehe der Hauptstrom wieder beginnt. Ueber die Grösse der Contactverzögerung beim Ein- und Heraustauchen des Platinstiftchens aus dem Quecksilber konnten auch hier keine genauen Ermittelungen gewonnen werden, da die Unterbrechungen zu rasch aufeinander folgen, als dass man den Zeitpunkt des Ein- und Heraustauchens genau feststellen könnte, aber soviel lässt sich mit der grössten Wahrscheinlichkeit annehmen, dass der Strom weder geschlossen ist, sobald der Stift die Quecksilberoberfläche berührt, noch auch unterbrochen ist, wenn er aus dem Niveau der Flüssigkeit heraustaucht. Die Contactverzögerung beim Eintauchen tritt wohl nicht nur infolge der am Stiftchen adhärirenden Lufttheilchen, sondern

Electromagneten nähert. Die Grösse der Schwingungsamplitude wächst aber ganz bedeutend, wenn man den Electromagneten nur um eine sehr kleine Strecke der Saite nähert. Um Anhaltspunkte über das Gesetz der magnetischen Kraftwirkung zu gewinnen, wurde mit Hülfe eines mit Ocularscala versehenen Horizontalmikroskopes (nach Quincke) zunächst die Entfernung (e) der ruhenden Saite vom stromlosen Magneten gemessen, hierauf der Strom geschlossen und der Abstand (a) der angezogenen Saite vom Electromagneten abgelesen, alsdann der Strom wiederum unterbrochen, der Electromagnet um einige Scalentheile des Mikroskopes der Saite genähert und die Grössen e und a von neuem bestimmt. Wenn nun auch diese Messungen auf grosse Genauigkeit keinen Anspruch machen dürfen, da bei den Ablesungen die Zehntel abgeschätzt werden mussten, so sei doch eine der auf diese Weise erhaltenen Tabellen hier mitgetheilt.

e	a	$e - a = J$	$J \mid a$
40	38,1	1,9	11,78
35	32,9	2,1	11,97
30	27,7	2,3	11,96
25	22,5	2,5	11,75
20	17,2	2,8	11,48
15	12	3	10,38

Da die Differenz $e - a = J$ die durch die magnetische Kraft bewirkte Verschiebung der Saite angiebt, so ist diese Grösse bei constanter Spannung der Saite angenähert der Kraft proportional zu setzen, es stellt daher die Gleichung

$$J = \frac{c}{a}$$

die Abhängigkeit der Kraft von der Entfernung dar.

Beobachtungen an der Saite I (Selbstunterbrecher).

Die Beobachtung erstreckte sich auf alle Punkte der Saite. Hierbei zeigte sich zunächst eine sehr grosse Uebereinstimmung in Bezug auf die Form der Schwingungsfiguren.

Alle Figuren, die mit Sicherheit als andauernde Formen erhalten werden konnten, waren entweder reine Sinusschwin-

gungen des Grundtones oder Combinationen des Grundtones mit einem besonders hervortretenden Obertone.

Solange die Spannung eine mittlere, der Contactstift in der Mitte der Saite angelöthet war und der Electromagnet über irgend einem Punkte des mittleren Drittels der Saite sich befand, war der Typus der einfachen Sinusschwingung, entsprechend dem Grundton der Saite, vorherrschend. Wurde der Electromagnet mehr dem Ende der Saite genähert, dann trat neben der Grundtonschwingung noch die des 3. Partialtones auf. Erst nachdem die Spannung verringert war, der Electromagnet über $^1/_{10}$ bez. $^1/_{14}$ der Saite stand, und derselbe vorsichtig der Saite genähert wurde, lagerten sich die Schwingungen des 5. und 7. Partialtones mit der ihnen entsprechenden Wellenzahl über jede Periode der Figur. Die Vibrationen der geradzahligen Partialtöne zeigten sich erst dann deutlich an der Schwingungscurve, nachdem auch das Contactstiftchen seinen Platz geändert hatte. Die genauere Untersuchung ergab nun:

I. dass das Auftreten der Partialtöne abhängt von:

1. der Lage der Erregungsstelle des Electromagneten,
2. der Entfernung des Electromagneten von der Saite,
3. der Stelle, an welcher der Contactstift sitzt,
4. der Spannung der Saite, und

II. dass die Phase vornehmlich von der Erregungsstelle, ausserdem aber von der Tiefe des Eintauchens des Platinstiftchens abhängt. Es sind also 5 Factoren bestimmend für die

Electromagnet von $^1/_6$ bis $^1/_{14}$ der Saitenlänge bewegt wurde, ebenso blieb der 4. und 5., während die Anregungsstelle zwischen $l/_8$ bez. $l/_{10}$ und $l/_{14}$ sich befand (l = Saitenlänge). Am leichtesten werden die Schwingungsfiguren erhalten, wenn der Electromagnet über der Mitte oder über einem Punkte nahe der Mitte des *ersten* Schwingungsbauches des betreffenden Partialtones steht. Dieser Umstand ist leicht verständlich, da im ersten Schwingungsbauch die Erregung des Partialtones im Verhältniss zu der des Grundtones am grössten ist. Vgl. Neumann[1]) und Ritz.[2]) Infolge dessen wurden sämmtliche Figuren der Taf. IV (Nr. 1—33) mit Ausnahme von Nr. 7, 31 und 33 bei dieser Lage des Electromagneten aufgenommen. Verlegt man den Anregungspunkt des Magneten aus dem ersten Schwingungsbauch in den nächsten, so treten die Vibrationen der Obertöne an den Curven nicht mehr so stark hervor wie vorher (vgl. Nr. 7 mit Nr. 4), ausserdem erscheint die Partialschwingung um die Hälfte ihrer Wellenlänge verschoben, und gehen somit die Figuren der geradzahligen Partialtöne in ihr Spiegelbild über; desgleichen erhält man das Spiegelbild, wenn man den Beobachtungspunkt in einen zur Anregungsstelle symmetrisch gelegenen Punkt verlegt.[3])

2. Der Abstand des Electromagneten von der Saite ist von ausserordentlichem Einfluss. So verschwand, um nur ein Beispiel anzuführen, der 7. Partialton sofort, als der Electromagnet um eine mit dem blossen Auge kaum bemerkbare Grösse der Saite genähert wurde, indem durch das kräftigere magnetische Einwirken die 3. Grundschwingung die Oberhand gewann. Ueberhaupt zeigte sich bei allen Versuchen ein starkes Ueberwiegen des 3. und 5. Partialtones, besonders ist es das hartnäckige Vorherrschen des 3., was das Auftreten der höheren Obertöne so sehr erschwert. Je höher die Ordnungszahl der Partialtöne, um so schwieriger ist es, dieselben zu erhalten, sie sind ausserordentlich empfindlich gegen den

1) C. Neumann, Sitzungsber. d. k. Gesellsch. d. Wissensch. zu Wien. **61.** II. p. 101. 1870.

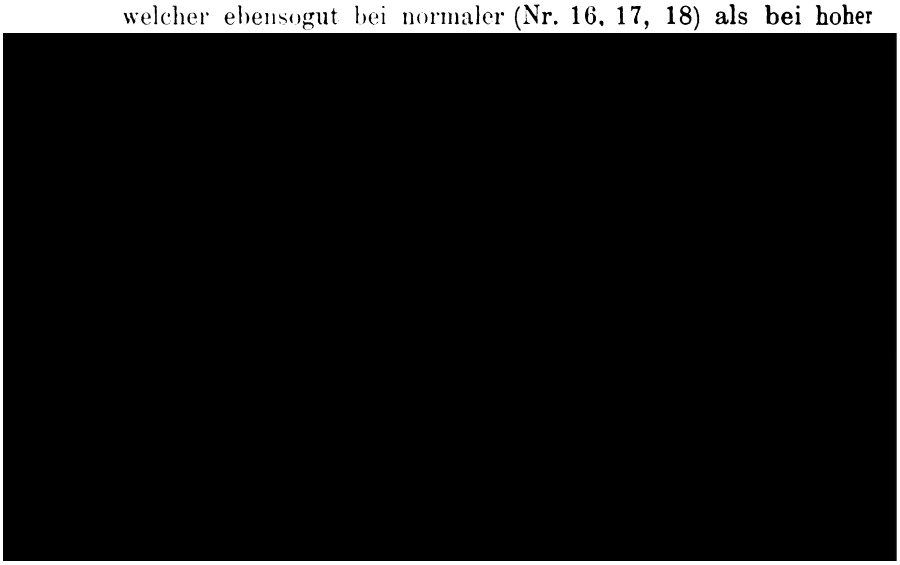
2) Ritz, Untersuchungen über die Zusammensetzung der Klänge der Streichinstrumente.

3) Vgl. O. Krigar-Menzel und A. Raps, Wied. Ann. **44.** p. 630. 1891.

Einfluss der Spannung, des Contactes und der Entfernung des Electromagneten von der Saite.

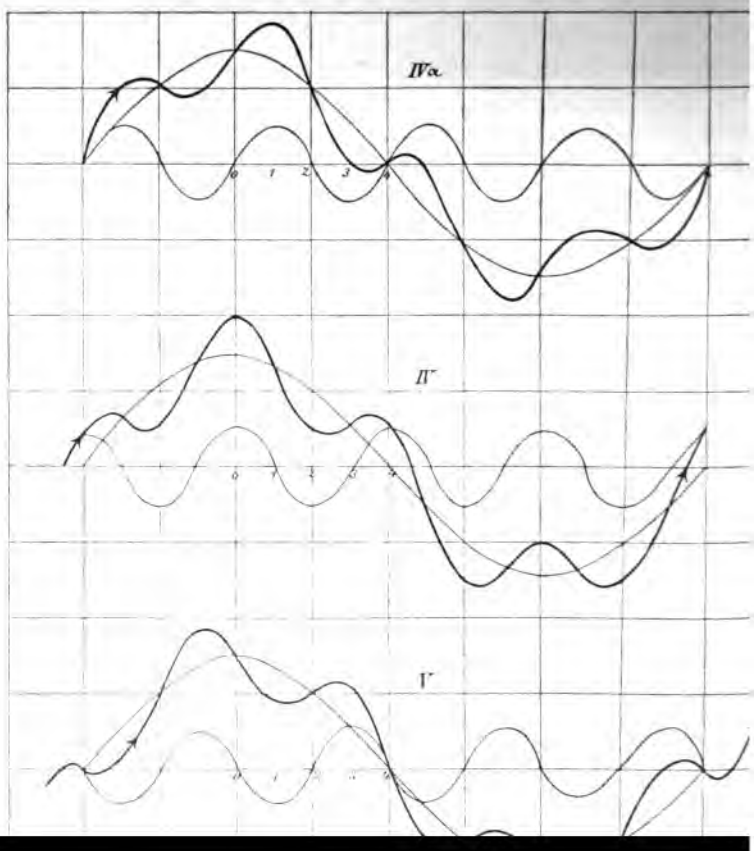
3. Als Stelle, an welcher der Quecksilbercontact anzubringen ist, erwies sich für alle Partialtöne der erste Schwingungsknoten oder ein demselben naheliegender Punkt als recht brauchbar, während für die ungradzahligen Partialtöne auch die Mitte der Saite oder ein Punkt nahe der Mitte sich als sehr geeignet zeigte. Sitzt dagegen der Contactstift im ersten Schwingungsbauch eines Partialtones, so ist dessen Schwingungsfigur sehr schwer zu erhalten. Der Einfluss der Contactstelle zeigt sich auch bei Nr. 16 und Nr. 19. Bei Nr. 16 sitzt der Contactstift in $l/_6$, die Spannung ist normal, bei Nr. 19 beträgt die Entfernung der Contactstelle vom nächsten Saitenende $l/_6 + 20$ mm, die Spannung musste aber jetzt ganz erheblich erhöht werden, damit der 6. Partialton erschien. Hieraus geht hervor, dass das wenn auch sehr kleine Gewicht des Platinstiftchens mit der daran sitzenden sehr geringen Löthmasse einen nicht zu unterschätzenden Einfluss auf die Partialschwingungen ausübt, während die Grundtonschwingung infolge ihrer grossen Intensität weniger durch diese Masse beeinträchtigt wird.

4. Die Spannung der Saite ist im allgemeinen um so geringer zu wählen, je höher der Partialton ist, den man hervorrufen will. Eine Ausnahme scheint der 2. zu machen, der bei geringer Spannung am leichtesten auftrat, und der 6., welcher ebensogut bei normaler (Nr. 16, 17, 18) als bei hoher



vorausgesetzt, dass die übrigen vier einflussreichen Factoren ungeändert bleiben.

5. Die Tiefe des Eintauchens wählt man am besten so, dass das Platinstiftchen während der Ruhelage der Saite die Quecksilberoberfläche berührt. Dies nenne ich normales Eintauchen des Contactstiftchens oder Mittelstellung des Quecksilbernäpfchens, während unter Maximum bez. Minimum des Eintauchens die äusserste Grenze verstanden sein mag, bis zu welcher man das Quecksilbernäpfchen höher bez. tiefer stellen kann, ohne dass die Saite zu schwingen aufhört. Verändert man die Stellung des Quecksilbernäpfchens und damit die Grösse des Contactes, so tritt sofort eine Phasenänderung auf. Diese Phasenänderung lässt sich mit Hülfe der oben erwähnten Linsenscheibe gut verfolgen und an den Figuren Nr. 4, 5 und 6 veranschaulichen. Für die richtige Auffassung der in den Tafeln verzeichneten Figuren sei darauf hingewiesen, dass dieselben Copien der Photographien sind, also unter Beibehalten von oben und unten rechts mit links vertauscht ist, ferner dass die Photographie umgekehrte Bilder liefert, also oben mit unten vertauscht ist, und dass sämmtliche Aufnahmen gemacht wurden, während das Pendel, vom Objectiv aus gesehen, von links nach rechts sich bewegte; der beobachtete Saitenpunkt durchläuft daher alle Figuren der 2 Tafeln von links nach rechts. Um eine klare Vorstellung von der Phasenänderung zu bekommen, sind die Fig. IV, V und VI (vgl. Fig. 3) nach den Nr. 4, 5 und 6 gezeichnet worden, erstere stellen also die wirklichen Excursionen des beobachteten Saitenpunktes dar. Geht man von der Mittelstellung des Contactes aus, bei welcher die Nr. 4 (IV) erhalten wurde und beobachtet die beiden der höchsten Spitze der Schwingungsfigur zunächst liegenden kleinen Wellenberge rechts und links, so rückt, wenn man das Quecksilbernäpfchen allmählich in die Höhe schraubt, der rechte Wellenberg nach oben, während sich der linke senkt, es entsteht so die Fig. 5 (V). Lässt man jetzt den Contactstift so tief wie möglich eintauchen, so erreicht der rechte Wellenberg mit der früheren Spitze gleiche Höhe Nr. 6 (VI). Schraubt man sodann das Quecksilbernäpfchen niedriger und niedriger, so senkt sich die rechte Spitze immer mehr, man erhält nacheinander Nr. 5, 4, und wenn man unter


IVα
II'
I'

die Mittelstellung geht, Fig. IVα, und endlich wieder Nr. 6, in welch letzterem Falle das Contactstiftchen in der Ruhelage nicht mehr das Quecksilber berührt. (Man vgl. Melde.[1])

Zählt man die Zeit von demjenigen Augenblick an, in welchem die Amplitude der Grundtonschwingung ihr Maximum erreicht, so stimmen in Fig. IV Grund- und Partialschwingung in der Phase überein, in Fig. V ist der Partialton um $^1/_4$ seiner Schwingungsdauer dem Grundton vorausgeeilt, in Fig. VI um $^2/_4$, in Fig. IVα dagegen um $^1/_4$ seiner Schwingungsdauer zurückgeblieben, durch Vergrösserung des Contactes würde also für den Partialton eine Phasenverzögerung eintreten. Die Fig. IVα, IV, V und VI lassen sich leicht analytisch darstellen durch:

$$J = a_1 \cos 2\pi n t + a_4 \cos 8\pi (n t + \delta).^2$$

Die Phasendifferenz δ ist für die Fig. IV, V, VI und IVα bez. 0, $^1/_{16}$, $^2/_{16}$ und $-\,^1/_{16}$.

Indessen ist zu bemerken, dass die eben erwähnten Versuche sich nur in wenigen Fällen anstellen lassen, da meistens das Maximum und Minimum des Eintauchens in sehr engen Grenzen liegt, zumal wenn die Spannung der Saite sehr gross ist, in welchem Falle bei geringer Veränderung des Contactes die Saite ihre Schwingungen einstellt; ausserdem geht bei tiefem Eintauchen des Platinstiftchens die Saite leicht aus ihrer senkrechten Schwingungsebene heraus.

Als guter Führer beim Aufsuchen der Schwingungsfiguren dienen ausser dem Ohr (die Saite liefert beim Auftreten eines Partialtones einen deutlichen und charakteristischen Ton) und der oben erwähnten Linsenscheibe die *hellen Streifen*, welche in der Schwingungsebene der Saite bei passender Tagesbeleuchtung und bei passendem Standorte des Beobachters erscheinen. Spannt man in kurzer Entfernung hinter der Saite ein matt schwarzes Tuch auf, so hebt sich die blanke Stahlsaite im reflectirten Tageslicht als heller Streifen auf dunklem Hintergrund sehr deutlich ab. Führt nun die Saite ihre Grundtonschwingung aus, so ist das Schwingungsfeld derselben ein nach der Mitte

1) F. Melde, Lehre von den Schwingungscurven. Atlas, Tafel VII.
2) Vgl. Melde, Lehre von den Schwingungscurven.

zu sich verbreiterndes, mit hellen Rändern eingefasstes Band.[1]) Sobald aber ein Oberton auftritt, zeigen sich in diesem Bande hellglänzende Streifen, deren Zahl und Verlauf von der Natur und der Phase des betreffenden Obertones abhängt; diese Streifen treten in den Schwingungsbäuchen auf und verlieren sich nach den Knotenpunkten hin.[2]) Die Abbildungen Nr. 73 (Tafel V) zeigen die Streifenbildung, welche auftritt, wenn die Saite neben dem Grundton noch den 5. Partialton hören lässt (vergl. Nr. 9), Nr. 74 giebt die für den 4. Partialton charakteristischen Streifen (vgl. Nr. 4, 5 und 6). Die einzelnen Streifen sind Punkte relativer Ruhe, also die Umkehrpunkte in den Schwingungsfiguren. Durch Regulirung der Spannung und des Contactes können zwei Streifen in einen einzigen vereinigt werden, auf solche Weise wurde aus Nr. 74*a* die Nr. 74*c* erhalten, indem infolge Tiefschraubens des Quecksilbernäpfchens die beiden mittleren Streifen bei *a* in einen einzigen bei *c* zusammenfallen. Die Nr. 74*d* giebt die Streifenbildung bei tiefem Eintauchen des Unterbrechungsstiftes (vgl. Nr. 6). Durch die eingezeichneten Figuren (Nr. 73 u. 74) ist der Zusammenhang dieser Streifen mit den Schwingungscurven wohl hinreichend erklärt.

Für die zweite Versuchsreihe traf ich folgende Anordnung (vgl. Fig. 4):

An der Saite I (Unterbrecher) wurde in ca. 10 cm Entfernung von beiden Stegen je ein Platinstiftchen angelöthet.

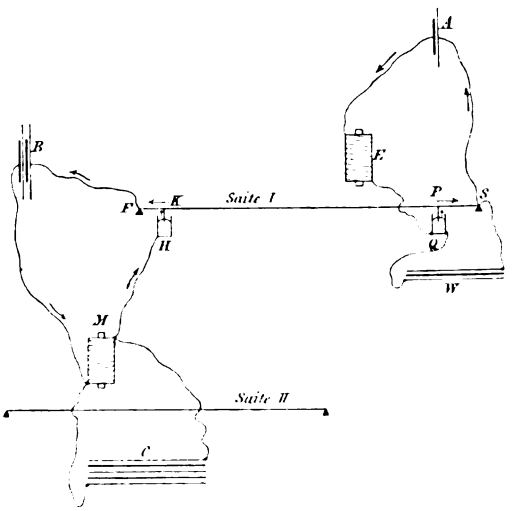


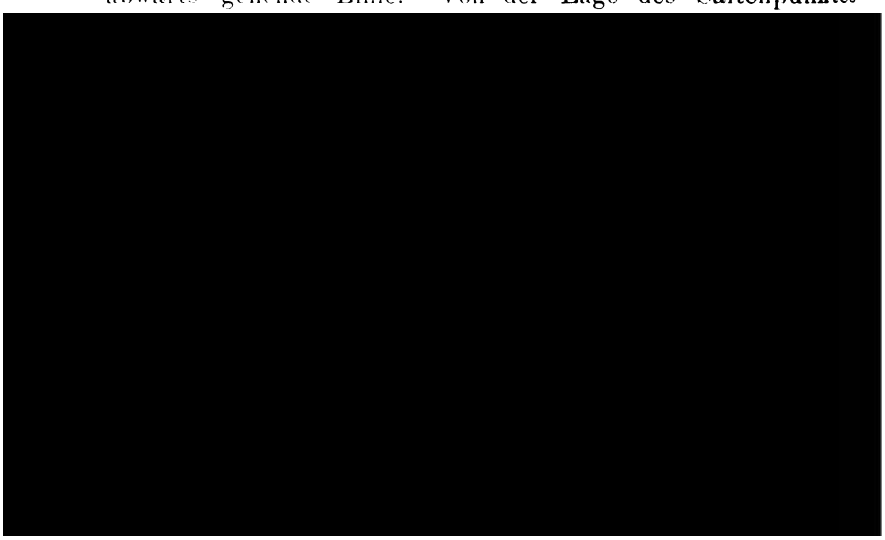
Fig. 4.

Auch hier wurde, um die sehr starken Unterbrechungsfunken in den Quecksilbernäpfchen abzuschwächen und grosse Schwingungsamplituden zu erzielen, entweder zwischen die Enden der Windungen eines jeden Electromagneten oder auch zwischen die beiden Funkenstrecken je ein plattenförmiger Condensator (C und H) eingeschaltet. Bei dem Unterbrecher (I) genügt auch ein Widerstand (ungefähr 5 Ohm), da bei ihm die Grösse der Amplitude keine Rolle spielt.

Beobachtungen an der Saite II.

Bringt man durch Abstimmen mit dem Ohr beide Saiten ungefähr auf dieselbe Tonhöhe und schliesst die zwei Stromkreise, so gerathen beide Saiten in Schwingungen. Durch alleinige Veränderung der Spannung einer der Saiten lässt sich leicht bewirken, dass die Schwingungsweite der Saite II bedeutend grösser wird, als bei Saite I, man hat entweder nur die Spannung der Saite I zu verringern oder die der Saite II zu vermehren und vice versa. In den meisten Fällen zeigt sich bei directer Beobachtung im Schwingungsfeld der Saite II ein helles, breites Band, welches von den beiden Stegen aus nach der Mitte verläuft und, wenn der Electromagnet über der linken

Saitenhälfte steht, links den oberen Rand, rechts den unteren Rand des Schwingungsfeldes einsäumt. Schraubt man jetzt das Quecksilbernäpfchen (*H*) allmählich höher und verändert vorsichtig die Spannung, so wird dieses Band immer schmäler und geht zuletzt in eine scharfe, hellglänzende Linie über. Die jetzt an der Saite II beobachteten Schwingungsfiguren tragen fast vollständig den Typus der Schwingungscurven gezupfter Saiten. (Taf. IV Nr. 34—48 u. Taf. V.) Die Curven besitzen zwar keine so scharfen Ecken wie jene der gezupften Saiten, die Ecken sind mehr oder weniger abgerundet, besonders bei den Nr. 54, 55 und 56. Das findet wohl dadurch seine Erklärung, dass die Kraft des Electromagneten nicht auf einen einzigen Punkt der Saite concentrirt ist, sondern sich über ein längeres Saitenstück erstreckt. Im übrigen beweisen aber alle Aufnahmen die Richtigkeit der Vorstellung, welche man sich nach der bekannten Theorie von der Bewegung einer gezupften Saite gebildet hat. Jeder Saitenpunkt wird mit constanter Geschwindigkeit aufwärts geführt, bleibt dort eine kürzere oder längere Zeit in Ruhe und setzte sich dann wieder mit derselben Geschwindigkeit abwärts in Bewegung. Der Weg des Saitenpunktes muss daher, auf eine horizontal sich bewegende photographische Platte projicirt, aus einer schräg aufwärts gehenden Geraden bestehen, an welche sich, der Zeit der Ruhe entsprechend, eine horizontale Strecke anschliesst, dann folgt wieder unter derselben Neigung wie vorher aufwärts eine schräg abwärts gehende Linie. Von der Lage des Saitenpunktes



(Nr. 45—53 incl.). Rückt der Electromagnet nahe ans Ende der Saite, dann bilden sich auf den horizontalen Strecken auch kleine Kräuselungen (Nr. 44). Es ist nicht gerade leicht, Schwingungsfiguren mit vollständig geraden Strecken zu erhalten, sowie zu bewirken, dass die Saite II genau in verticaler Ebene schwingt, was aber nothwendig ist, wenn die Schwingungsfiguren auf der photographischen Platte scharf werden sollen. Es hängt dies wieder von den oben erwähnten Factoren ab: Von der Tiefe des Eintauchens des Contactstiftes (K), der Spannung der Saite II, der Entfernung des Electromagneten (M) von dieser Saite, sowie wenn der Condensator (C) durch einen Widerstand (Stöpselrheostaten) ersetzt wird, von der Grösse und Beschaffenheit des eingeschalteten Widerstandes. Hat man durch recht vorsichtige Handhabung aller Regulirvorrichtungen erreicht, dass die Saite II genau in verticaler Ebene schwingt, die oberen und unteren Theile der Schwingungsfigur gerade, horizontale Linien bilden, so genügt z. B. nur, dass man den Widerstand etwas verändert, und die Saite schwingt elliptisch oder kreisförmig. Dasselbe tritt ein, wenn man die Spannung der Saite II um eine nicht messbare Grösse erniedrigt.

Sehr grossen Einfluss übt neben der Spannung die Tiefe des Eintauchens des Contactstiftes (K) auf die Gestalt der Schwingungsfigur aus. Schraubt man das Quecksilbernäpfchen (H) nur um ein klein wenig höher und lässt die Spannung ungeändert, so wächst natürlich sofort die Amplitude, die Saite II geht zugleich aus ihrer senkrechten Schwingungsebene heraus, und wenn man einen besonders hellglänzenden Punkt derselben, wie solche an Stahlsaiten sich immer vorfinden, mit dem blossen Auge verfolgt, so sieht man, wie derselbe den Umfang eines Kreises, einer Ellipse, zuweilen sogar den eines mit der Spitze nach oben gerichteten fast gleichschenkligen Dreiecks beschreibt. Macht man in diesem Falle, in welchem also der Contactstift tiefer eintauchte, die Spannung der Saite II entsprechend geringer, so treten die früheren horizontalen Strecken wieder auf. Senkt man das Quecksilbernäpfchen (H), so muss die Spannung der Saite II erhöht werden, wenn sich die Schwingungsfiguren nicht ändern sollen. Dies gilt natürlich nur, wenn die Aenderung der Spannung und des Contactes innerhalb enger Grenzen vor sich geht. Verändert man langsam

die Spannung und den Contact, so erhalten die oberen horizontalen Strecken eine Neigung von links unten nach rechts oben (Nr. 51), wenn man den Contactstift tiefer als in der Mittelstellung eintauchen lässt, oder von links oben nach rechts unten (Nr. 53), wenn derselbe in der Ruhelage die Quecksilberoberfläche noch nicht berührt.

Dass man bei tieferem Eintauchen des Contactstiftchens (K) die Spannung der Saite II geringer nehmen muss, scheint einerseits darin seinen Grund zu haben, dass infolge des grösseren Widerstandes, den das Quecksilber dem Eintauchen des Stäbchens entgegensetzt, die Schwingungen der Saite I mehr gedämpft werden, als vorher, andererseits aber durch die längere Zeit des Stromschlusses das Stück der Saite I, durch welches der Strom für die Saite II fliesst, jetzt mehr erwärmt und dadurch verlängert wird, was ebenfalls langsamere Schwingungen der Saite I zur Folge hat.

Dagegen ist ohne Einfluss auf die Saite II, an welcher Stelle sich sowohl die Contactstifte der ersten Saite, als auch der Electromagnet (E) befindet. Die Platinstiftchen wurden daher, um den Widerstand der Stromkreise zu verringern und dadurch einem allzu grossen Erwärmen der Saite I vorzubeugen, möglichst nahe bei den Stegen angelöthet. Auch ist es nicht nöthig, beide Saiten von gleicher Stärke zu nehmen. Der Unterbrecher hatte bei diesen Untersuchungen einen Durchmesser von 0,36 mm, die Saite II einen solchen von 0,22 mm, durch die Spannung lässt sich leicht der Unterschied in der

abgab. Man sieht hieraus, dass die Schwingungscurven der Saite II auch mit Hülfe anderer Stromunterbrecher erzeugt werden können.

Stellt man den Electromagneten (M) nicht weit vom Ende der Saite II ($\sim$ 6 cm) auf und verringert ganz allmählich die Spannung, dann schwingt die Saite II auch in Theilen. Zunächst bildet sich nur ein Knoten in der Mitte, bei noch kleinerer Spannung treten dann zwei, drei und mehr Knoten auf. Wurde der Electromagnet auf $^1/_{24}$ der Saitenlänge gestellt, so konnte man sogar 12 Knotenpunkte deutlich wahrnehmen. Bei diesen Partialschwingungen lassen sich auch sehr schön die Erscheinungen beobachten, welche Melde[1]) ausführlich beschrieben hat. Es sind dies die interessanten Uebergangsformen, die eine Saite, welche z. B. mit 3 Halbwellen schwingt, dann zeigt, wenn man ganz allmählich die Spannung vermindert. Diese Uebergangsformen bleiben nur ganz kurze Zeit bestehen, es tritt bald die 4. bez. 5. Partialschwingung auf.

Ich komme nun zur Betrachtung der letzten Gruppe (Tafel V, Doppelbilder) von photographischen Aufnahmen, welche die gleichzeitigen Excursionen zweier Punkte der Saite I und II, welche genau senkrecht übereinander liegen, zur Darstellung bringen. Diese Untersuchungen wurden angestellt, um für die durch Resonanz erregte Saite die Phasenbeziehung der Saitenschwingung zum erregenden Strom festzustellen.

Die Saitenhalter wurden derart befestigt, dass jede directe Uebertragung der Schwingungen eines Halters auf den andern unmöglich war. Die Uebertragung der Schwingungen durch die Luft ist dann so verschwindend klein, dass sich beide Saiten im schwingenden Zustand bis auf 1 mm nähern können, ohne dass eine gegenseitige Beeinflussung wahrzunehmen ist.

Die Aufstellung der Saitenhalter möge untenstehende Skizze (Fig. 5) veranschaulichen. Die Stromführung ist dieselbe wie in der schematischen Zeichnung auf p. 863. K_1 und K_2 stellen die bezüglichen Contacte, die Linie BB das Spaltbild vor. Die Electromagnete E_1 und E_2 befinden sich bei sämmtlichen Doppelaufnahmen bis Nr. 69 incl. oberhalb der Saiten, bei Nr. 70, 71 und 72 steht E_2 unter der Saite II.

1) Melde, Wied. Ann. **21.** p. 457 ff. 1884.

Um zwei senkrecht übereinander liegende Punkte der beiden Saiten zu fixiren, wurde zunächst entweder bei schwingenden Saiten, oder während dieselben ruhten, das Spaltbild photographirt, indem mit Hülfe eines Momentverschlusses die photographische Platte eine kurze Zeit der Belichtung ausgesetzt wurde, sodann erfolgte die Aufnahme der Schwingungsfiguren in der bisherigen Weise. Das Spaltbild kennzeichnet sich auf den Figurentafeln als helle, zur Saite senkrecht stehende Linie. Nimmt man, statt des Momentverschlusses sich zu bedienen, mit der Hand die Kappe vom Objectiv weg und legt dieselbe so rasch wie möglich wieder an, so zeigt sich das Spaltbild von einem deutlichen Hof umgeben, dessen Entstehung wohl einer Totalreflexion an der hinteren Wand der photographischen Glasplatte zuzuschreiben ist. Findet die Aufnahme des Spaltbildes statt während die Saiten

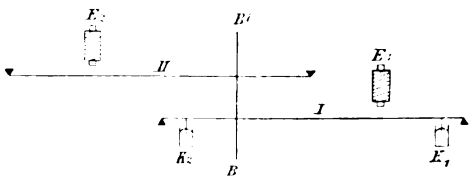


Fig. 5.

ruhen, so wird die Ruhelage auf der photographischen Platte durch einen hellen Punkt im dunkeln Spaltbild angezeigt (Nr. 58 und 63).

Um nun die Phasenunterschiede leichter zu erkennen, denke

durch die Ruhelage hindurchgeht. In der Figur erscheint oben und unten vertauscht, also entsprechen die Berge der Sinuscurve in den Figuren den Zeiten des Stromschlusses, die Thäler denen der Stromunterbrechung. Bei der durch Resonanz schwingenden Saite ist zu beachten, dass zum Beobachtungspunkt in der Regel der zum Anregungspunkt symmetrisch gelegene Punkt genommen wurde. Die für den Erregungspunkt geltende Curve erhält man, indem man in der gegebenen Curve (der unteren Fig. 6) oben und unten vertauscht und die ganze Curve um eine halbe Wellenlänge verschiebt. Denkt man sich dies ausgeführt (vgl. Fig. 6 für die Nr. 61) und berücksichtigt, dass die Curven von links nach rechts durchlaufen worden sind, so lassen die Figuren erkennen, dass die

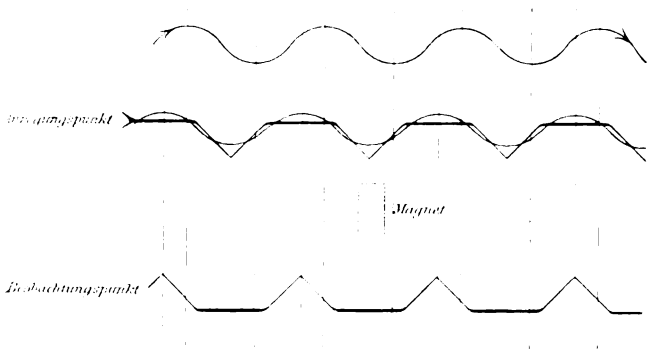


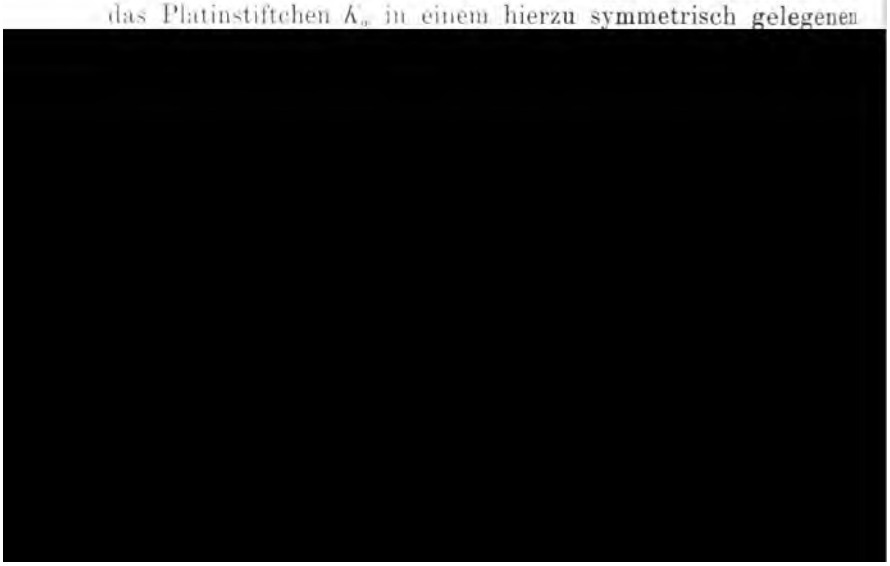
Fig. 6.

grösste Annäherung der Saite II an den Magneten erreicht wird kurze Zeit nach Oeffnen des Stromes. Denkt man sich die Curve der Saite II ersetzt durch die in ihr enthaltene Grundschwingung und vergleicht deren Lage mit der Lage der Sinuscurve der oberen Saite, so erscheinen diese beiden Curven um etwas weniger als $\pi/_2$ gegeneinander verschoben. Diese Phasendifferenz in den Grundschwingungen beider Saiten scheint von einem mehr oder weniger tiefen Eintauchen des Contactstiftchens K_2 ganz unabhängig zu sein, wenigstens lässt sich aus einem Vergleich von Nr. 58 mit Nr. 62 ein Einfluss nicht erkennen. Wurden aber beide Electromagnete hintereinander geschaltet, sodass derselbe Strom durch beide seinen Weg nehmen musste, dann trat eine Aenderung in der bisherigen Phasenbeziehung der Grundschwingungen beider Saiten ein.

Vgl. die Nr. 64 und Nr. 66 mit Nr. 65. Die durch die Spitze der Curve der Saite II gehende Linie liegt bei Nr. 64 und Nr. 66 der durch das *Thal* der Saite I gezogenen am nächsten. Die Saite II erreicht jetzt ihre grösste Annäherung an den Magneten kurz *vor* Oeffnen des Stromes.

Um den Einfluss der Selbstinduction auf die Phasenbeziehung kennen zu lernen, wurde, nachdem die Nr. 67 unter den früheren Versuchsbedingungen gewonnen, in den Stromkreis des Electromagneten E_2 eine Inductionsrolle I eingeschaltet und unter Beibehalten aller früheren Versuchsanordnungen Nr. 68 erhalten; sodann wurde die eingeschaltete Inductionsrolle durch eine zweite (Inductionsrolle II) von bedeutend grösserer Selbstinduction ersetzt, und die Aufnahme Nr. 69 gemacht. Auch hier ist eine Veränderung in der Phasenbeziehung der Grundschwingungen des Unterbrechers und der resonirenden Saite gegen früher nicht wahrzunehmen. Ebensowenig Einfluss auf die Phasenbeziehung beider Saiten übt die Lage der Erregungsstelle des Magneten E_1 aus. (Vgl. Nr. 59 und Nr. 60.)

Die drei letzten Aufnahmen (Nr. 70 bis Nr. 72) zeigen, dass man die Schwingungscurven nach Art einer gezupften Saite ebenfalls erhalten kann, wenn der Unterbrecher neben dem Grundton noch einen ausgeprägten Oberton hören lässt. Der Contactstift (K_1) für den Unterbrecher sitzt, wie früher, im ersten Schwingungsknoten des betreffenden Partialtones, das Platinstiftchen K_2 in einem hierzu symmetrisch gelegenen



Erläuterungen zu den Figurentafeln.

Es bedeutet: a die Entfernung der Anregungsstelle des Electromagneten, b die Entfernung des Beobachtungspunktes, c die Entfernung der Contactstelle von dem vom Objectiv aus gesehenen rechten Saitenende. a_1 und b_1 sind die bez. Abmessungen am Unterbrecher (Saite I), a_2 und b_2 diejenigen der resonirenden Saite (Saite II). Wo nichts besonders bemerkt, gilt normales Eintauchen. Saitenlänge = 1.

Tafel IV.

Nr.	a	b	c	Bemerkungen.
1	$\frac{1}{4}$	$\frac{1}{4}$	$\frac{1}{2}$	
2	$\frac{1}{6}$	$\frac{1}{6}$	$\frac{1}{4}$	
3	$\frac{1}{6}$	$\frac{1}{6}$	$\frac{1}{4}$	Maximum d. Eintauch.
4	$\frac{1}{8}$	$\frac{1}{8}$	$\frac{1}{4}$	
5	$\frac{1}{8}$	$\frac{1}{8}$	$\frac{1}{4}$	tieferes Eintauchen.
6	$\frac{1}{8}$	$\frac{1}{8}$	$\frac{1}{4}$	Maximum d. Eintauch.
7	$\frac{3}{8}$	$\frac{1}{8}$	$\frac{1}{4}$	
8	$\frac{1}{10}$	$\frac{1}{10}$	$\frac{1}{4}$	Maximum d. Eintauch.
9				
10	$\frac{1}{8}$	$\frac{1}{8}$	$\frac{1}{4}$	hohe Spannung } norm. Eint.
11				normale „
12				geringe „
13	$\frac{1}{8}$	$\frac{1}{8}$	$\frac{1}{8}$	hohe Spannung } Max. d. Eint.
14				normale „
15				geringe „
16	$\frac{1}{12}$	$\frac{3}{12}$	$\frac{1}{6}$	
17		$\frac{3}{12}$	$\frac{1}{6}$	Maximum d. Eintauch.
18		$\frac{1}{12}$	$\frac{1}{6}$	
19		$\frac{3}{12}$	$\frac{1}{6}+20$ mm	
20		$\frac{1}{12}$	$\frac{1}{6}$	hohe Spannung.
21		$\frac{3}{12}$	$\frac{1}{6}+20$ mm	Max. d. Eint.
22		$\frac{1}{12}$	$\frac{1}{6}$	Maximum d. Eintauch.
23	$\frac{1}{14}$	$\frac{1}{2}$	$\sim\frac{1}{2}$	
24	$\frac{1}{14}$	$\frac{1}{2}$	$\sim\frac{1}{2}$	Maximum d. Eintauch.
25	$\frac{1}{16}$	$\frac{3}{16}$	$\frac{1}{8}$	
26		$\frac{1}{16}$	$\frac{1}{8}$	
27		$\frac{3}{16}$	$\sim\frac{1}{8}$	Maximum d. Eintauch.
28		$\frac{1}{16}$	$\sim\frac{1}{8}$	
29	$\frac{1}{18}$	$\frac{3}{18}$	$\sim\frac{1}{8}$	
30			$\frac{1}{4}$	
31	Nahe a. Ende	$\frac{1}{14}$	$\frac{1}{2}$	Maximum d. Eintauch.
32	$\frac{1}{12}$	$\frac{1}{12}$	$\frac{1}{3}$	
33	$\sim\frac{1}{19}$	$\frac{1}{14}$	$\frac{1}{3}$	

Nr.	a	b	Nr.	a	b
34	$1/2$	$1/2$	42	$1/16$	$1/16$
34	$3/4$	$1/4$	43	$1/6$	$1/24$
36	$1/5$	$1/5$	44	$1/24$	$1/24$
37	$4/5$	$1/5$	45	$1/3$	
38	$1/6$	$1/6$	46	$1/4$	$1/2$
39	$1/8$	$1/8$	47	$1/5$	
40	$1/10$	$1/10$	48	$1/8$	
41	$1/12$	$1/12$			

Tafel V.

Nr.	a	b	Nr.	a	b
49	$1/2$	$1/5$	54	$5/12$	$1/10$
50	$1/2$	$1/6$	55	$1/8$	$1/7$
51		Max. d. Eint.	56	$7/12$	$1/7$
52	$1/2$	$1/5$	57	$3/4$	$1/4$ E. M.
53		Min. d. Eint.			

Nr.	a_1	b_1	a_2	b_2	Bemerkungen.
58	$1/2$	$1/4$	$1/4$	$3/4$	
59	$1/2$	$1/6$	$1/2$	$5/6$	
60	$5/6$	$1/6$	$1/2$	$5/6$	
61	$5/6$	$1/6$	$1/6$	$5/6$	
62	$1/2$	$1/4$	$1/4$	$3/4$	Maximum d. Eintauch.
63					Electmag. ungl. u. hintereinandergeschaltet.

[redacted]

9. *Beobachtung von Metalldampfschichtung bei electrischer Drahtzerstäubung; von M. Toepler.*

Um durch Batterieentladung dünne Drähte zu „zerstäuben", wie man sich ausdrückt, benutzte man bisher folgende Versuchsanordnung: Batterieinnenbeleg — Funkenstrecke — dünner Draht — Batterieaussenbeleg. In dem Augenblicke, in dem in der Funkenstrecke die Entladung der Leydener Batterie stattfindet, wird dann (eine hinreichend grosse Batterie vorausgesetzt) zugleich auch der dünne Draht momentan verpufft: es erscheint hierbei an seiner Stelle für einen Augen-

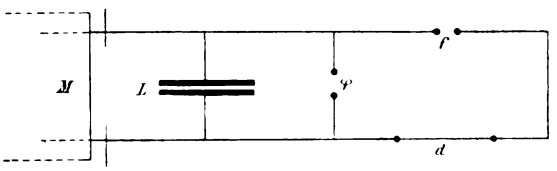


Fig. 1.

blick eine dicke, helle Lichtraupe.[1]) Ein mehr oder minder dichter Nebel von Metallrauch umschwebt dann noch längere Zeit den Ort der Zerstäubung und zerstreut sich allmählich im Beobachtungsraume. Dies gilt sowohl bei Zerstäubung von Blei, Silber, Kupfer, Gold und Eisen, als auch für Drähte aus dem schwer schmelzbaren Platin. War bei dem Experiment der Draht über oder unter einer Glasplatte ihrer Oberfläche parallel ausgespannt, so erhält man auf ihr einen dünnen, spiegelnden Metallniederschlag. Dieser zeigt nun normal zur Richtung des zerstäubten Drahtes stehende Schichten oder Rippen, d. h. einander parallele Streifen grösster

1) A. v. Obermayer, Sitzungsber. d. k. Akademie d. Wissensch. zu Wien **98.** Abth. IIa. p. 426. 1889, hat diese Lichtraupe photographirt; eine Schichtung ist auch schon hier angedeutet.

Dichte des Niederschlages, zwischen denen sich so gut wie kein Metall niedergeschlagen findet.

Die Schichtung, welche man mit der angegebenen Versuchsanordnung erhält, ist meist unklar und wenig scharf ausgebildet. Gut geschichtete Niederschläge erhält man leicht folgendermaassen. Zu dem Drahte *d* (vgl. die schematische Fig. 1) und der Funkenstrecke *f* wird eine zweite Funkenstrecke *q parallel* geschaltet. Die Länge der beiden Funkenstrecken ist so abzugleichen, dass (bei zunächst ausgeschalteter Batterie *L*) der Funkenstrom z. B. der 60 plattigen Toepler'schen Maschine *M*, *soeben* nicht mehr durch die zweite (*q*), sondern durch Draht *d* und erste Funkenstrecke *f* geht. Wird

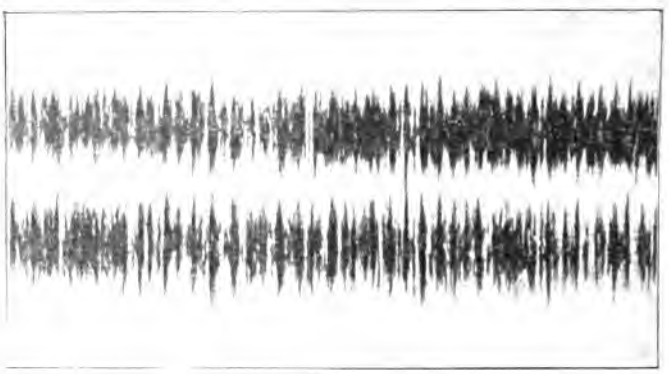


Fig. 2.

Selbstinduction in dem den Draht enthaltenden Zweige treibt hierbei die Entladung in den Nebenzweig (Funkenstrecke φ), der dann die weiteren Schwingungen aufnimmt, weil die Drahtverpuffung eine plötzliche Widerstandsvermehrung im ersten Zweige veranlasst hat.

Stellt man anstatt der einen zwei Glasplatten in einem Abstande von einigen Millimetern voneinander parallel auf, und spannt frei, mitten zwischen ihnen, den dünnen Draht aus, so entsteht bei seiner Zerstäubung auf jeder der beiden Platten ein gerippter Metallniederschlag. Vergleicht man nun diese Niederschläge, indem man einfach die Glasplatten, wie sie standen, mit den Innenflächen so aufeinanderlegt, dass die Niederschläge auf ihnen dicht *neben*einander zu liegen kommen, so erkennt man, dass jeder Rippe des einen eine ebensolche des zweiten entspricht; selbst Einzelheiten finden sich in beiden Niederschlägen gleich ausgebildet. Die beistehende Fig. 2 zeigt in dreifacher Vergrösserung zwei so nebeneinandergelegte Niederschläge. Speciell war bei Ausführung dieser Zerstäubung die Länge des dünnen Silberdrahtes 10 cm (Fig. 2 zeigt nur einen Theil desselben), sein Durchmesser 0,012 cm, der Abstand der beiden einander parallelen Glasplatten 0,30 cm; die Schlagweite der vorgeschalteten Funkenstrecke betrug 1,5 cm (entsprechend etwa 35000 Volt Spannungsdifferenz bei Beginn der Entladung), die Capacität der Batterie war auf mehr als 0,25 Mikrof. zu schätzen. Um die Schichtung besonders deutlich hervortreten zu lassen, ist durch leichtes Ueberwischen mit einem Tuche der *lockere* Niederschlag entfernt worden, sodass nur die fester in das Glas eingebrannten Metallrippen übrig geblieben sind; feinere Details gehen hierdurch freilich verloren. Wie man sieht, entspricht jeder Rippe in dem einen eine gleiche im nebengelegten anderen Niederschlage. Hieraus folgt, *dass sich in der That der Metalldampf vorübergehend in scharfen (nahe äquidistanten) scheiben- oder linsenförmigen Schichten angeordnet hatte. Diese Metalldampfschichten stehen normal und nahe symmetrisch zur Axe des zerstäubten Drahtes.*

An diese Thatsachen sei noch eine kurze Bemerkung angeschlossen. Die behandelte Schichtung gleicht vollkommen der Lichtschichtung, welche man bei intensiven Electricitäts-

entladungen durch *Gase* in diesen enthält.[1]) Es erscheint demnach kaum zweifelhaft, dass wirklich eine *Vergasung* des Drahtmateriales stattfindet. Hierfür spricht auch noch folgender Umstand. Bei geringer Entladungsintensität wird der Draht nur durchgeschmolzen. Bei grösserer Intensität erhält man einen Niederschlag, bei dessen Bildung das Metall in zahlreichen *dünn*flüssigen, sehr kleinen Tröpfchen aufgespritzt wurde. Mit dem Mikroskop erkennt man nämlich, dass jeder schief aufgetroffene Tropfen kaulquappenartig einen oft relativ sehr langen und äusserst feinen Schwanz besitzt, welcher die Bahn des Tropfens auf der Glasoberfläche markirt. Bei sehr grosser Entladungsintensität, d. h. also in dem in vorliegender Notiz behandelten Falle (wobei gleichfalls der Draht auf der Glasplatte *nicht* auflag), ist, wie man bei starker (ca. 400facher) Vergrösserung erkennt, die Glasplatte meist von äusserst zahlreichen, sehr kleinen, runden Metalltröpfchen besetzt, wie eine von sehr feinem Thaue bedeckte Fläche; manchmal besteht der Niederschlag auch aus kleinen eckigen Körnchen, einem feinen Sublimate gleichend. Es hat also ganz den Anschein, als ob hier der Niederschlag dadurch entstanden ist, dass sich Metalldampf thau- oder reifartig niedergeschlagen hat. In dem geschichteten Metalldampf werden freilich auch in diesem Falle stellenweise noch flüssige Tröpfchen schweben, welche dann die Unregelmässigkeiten der Schichtung veranlassen.

Dresden, den 19. Juni 1898.

10. *Die magnetische Ablenkung der Kathodenstrahlen; von Arthur Schuster.*

Die interessanten Arbeiten von Hrn. W. Kaufmann, ber die magnetische Ablenkung der Kathodenstrahlen, ver-lassen mich etwas näher auf Versuche einzugehen, die ich r mehreren Jahren über denselben Gegenstand ausgeführt be. Ich war, so viel ich weiss, der erste, der gezeigt hat [1]), e man aus der Ablenkung der Kathodenstrahlen das Ver-ältniss e/m der fortgeführten Electricitätsmenge zur Massen r fortgeschleuderten Theilchen bestimmen kann, auch sind e ersten Versuche hierüber zuerst von mir ausgeführt und röffentlicht [2]) worden. Der in der citirten Abhandlung ver-entlichte Werth von e/m war 1.1×10^6. Leider hat sich i der Berechnung des Magnetfeldes ein Irrthum eingeschlichen, rselbe ist 2,5 mal so gross, also $3{,}6 \times 10^6$. Aus Gründen, die meiner Abhandlung angegeben sind und die noch näher er-tert werden sollen, kann dieser Werth nur als obere Grenze gesehen werden. Trotzdem ist er etwa 5 mal kleiner als der n Kaufmann gefundene. Es folgt hieraus entweder, dass e Grösse e/m keine Constante ist, oder dass die von mir d Kaufmann angewandte Methode nur ganz rohe Annähe-ngen giebt.

In meiner Arbeit wurde nur ein Experiment als Beispiel tgetheilt. Ich beabsichtigte damals die Einzelheiten erst ch weiterer Ausdehnung der Versuche zu veröffentlichen. h habe auch später noch eine ganze Reihe von Messungen gestellt, bin aber bald zur Ueberzeugung gelangt, dass sich f dem von mir eingeschlagenen Wege keine genaueren Resul-e erhalten lassen. Trotzdem tragen alle Fehlerquellen dazu i, den Werth e/m scheinbar zu vergrössern, der Widerspruch ischen mir und Kaufmann bleibt daher bestehen. Im An-hluss auf weitere Messungen von J. J. Thomson und Lenard

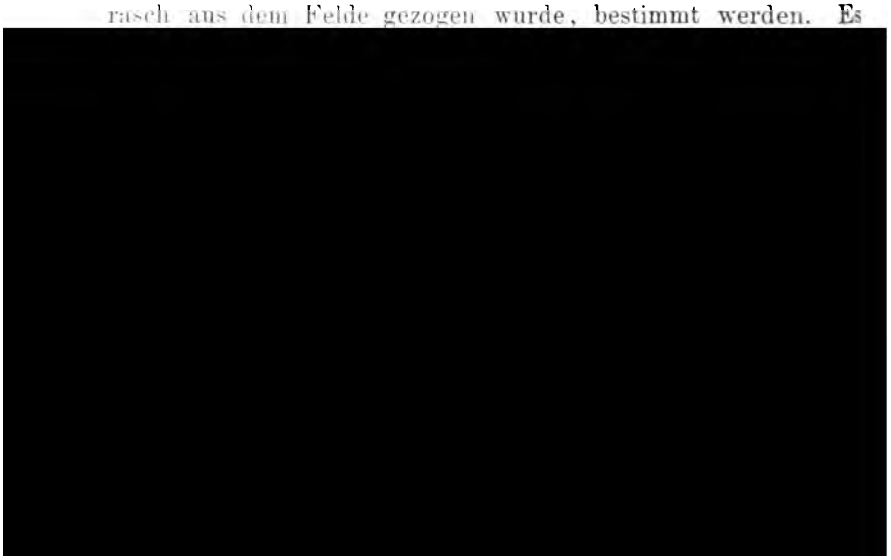
1) A. Schuster, Proc. Roy. Soc. **37.** p. 317. 1884; Beibl. **8.** p. 831.
2) A. Schuster, Proc. Roy. Soc. **47.** p. 526. 1890; Beibl. **15.** p. 38.

lohnt es sich der Mühe jetzt etwas näher meine Versuche zu discutiren und zu untersuchen, ob Kaufmann nicht bei seinen Rechnungen Annahmen gemacht hat, die nicht zutreffen und die auf sein Resultat einen beträchtlichen Einfluss gehabt haben können.

Bei meinen ersten Versuchen, die im Februar 1888 gemacht wurden, benutzte ich eine Röhre, deren Kathode ein Aluminiumdraht von 1,7 mm Durchmesser war, der durch eine Glasröhre geführt wurde. In das obere Ende der Glasröhre wurde ein kleiner Specksteincylinder eingeschoben, der sich dicht an die Kathode anlegte. Die Strahlen bestehen dann aus einem schmalen Cylinder, der sich im magnetischen Felde nahezu in einen kreisförmigen Ring legt. Dieser Ring wird von vorne durch eine planparallele Glasplatte beobachtet. Auch hinten ist die Röhre durch eine ähnliche Platte verschlossen, durch die eine Reihe von Sonden eingeführt werden. Diese Sonden lagen auf einem Kreise, dessen Durchmesser 1 cm ist. Die Platten sind durch geschmolzenes Silbernitrat an die Röhre gekittet.

Die Röhre wird zwischen grössere Polplatten eines starken Electromagneten eingeführt. Als Stromquelle diente eine constante Batterie von 1000 Accumulatorenzellen.

Das Potential wurde mittels eines Condensators und eines ballistischen Galvanometers gemessen. Die Stärke des Magnetfeldes konnte durch die Inductionsströme in einer Spule, die rasch aus dem Felde gezogen wurde, bestimmt werden. Es



Am 6. Febr. 1888 war die Potentialdifferenz zwischen der Kathode und der ihr nächstliegenden Sonde 225 Volt, während die Stärke des Magnetfeldes 127 C.G.S. war. Der Krümmungsradius bei der der Kathode zunächst liegenden Sonde war etwa 1 cm. Man berechnet hieraus den oben angegebenen Werth von e/m.

Hierbei sind zwei Umstände zu beachten. Das Potentialgefälle zwischen der Kathode und der ersten Sonde ist viel kleiner als das ganze Kathodengefälle. Leider wurde das letztere nicht gemessen. Ich kann aber leicht aus anderen Versuchen schliessen, dass das ganze Gefälle nicht unter 1000 Volt war. Hätte ich dasselbe in Rechnung gesetzt und ausserdem den mittleren Krümmungsradius, so hätte ich Werthe erhalten, die denen von Kaufmann sehr nahe liegen.

Es liegt aber allen diesen Berechnungen die Annahme zu Grunde, dass die fortgeschleuderten Theilchen keinen Reibungswiderständen unterworfen sind, ausserdem, dass sie an der Kathode das volle Potential annehmen. Beide Annahmen sind höchst zweifelhaft. Namentlich deutet die leuchtende Schicht, die dicht an der Kathode im Inneren des dunklen Raumes liegt, dass dort wahrscheinlich ein starker Widerstand stattfindet. Einen solchen kann man aber gar nicht in Rechnung ziehen. Dies ist der Grund, warum ich meine späteren Versuche gar nicht veröffentlicht habe.

Ich will nun gern zugeben, dass die experimentelle Anordnung von Kaufmann entschieden besser ist, wie die meinige. Dadurch, dass er eine Influenzmaschine verwendete, konnte er zu niedrigeren Drucken heruntergehen, wodurch die Reibung wahrscheinlich vermindert wurde, und dadurch, dass das Potentialgefälle und auch die Geschwindigkeit der Theilchen grösser sind, werden die Ablenkungen viel kleiner und es werden die Störungen des Gefälles vermieden, die durch das vollständige Umlegen in Ringform jedenfalls hervorgerufen werden.

Es ist wohl dieser besseren Anordnung zuzuschreiben, dass er das theoretische Gesetz über die Abhängigkeit des Krümmungsradius von dem Potentialgefälle bestätigen konnte. Bei dem Gasdrucke, den ich in meinen Versuchen anwandte (0.3 mm), war das Gesetz nicht erfüllt.

In Tab. I sind meine Versuche zusammengestellt, die in

derselben Röhre bei verschiedenen Potentialgefällen ausgeführt sind. Hierbei bedeutet V_0 den ganzen Unterschied zwischen dem positiven und negativen Pol. C ist die Stromstärke und d ist der mittlere Durchmesser des Ringes, also umgekehrt proportional der Krümmung der Kathodenstrahlen.

Tabelle I.

V_0	C	d	V_0/d	e/m
1790	76×10^{-6}	0,98	1830	$1{,}55 \times 10^7$
1680	54	0,91	1840	1,69
1550	41	0,83	1870	1,87
1350	25	0,74	1820	4,35
1210	14	0,64	1890	3,08

Die mit V_0/d bezeichnete Columne zeigt, dass hier die Ablenkung d der Kathodenstrahlen nahezu dem Kathodengefälle V_0 proportional war, statt $\sqrt{V_0}$, wie es aus der Theorie folgt. Von Bedeutung ist die nahe Uebereinstimmung der Werthe von e/m mit den von Kaufmann gegebenen, wenn man die beiden letzten Versuche ausschliesst. Ein Vergleich mit dem oben angegebenen Werthe ist nicht möglich, weil in der Röhre, auf die sich Tab. I bezieht, keine Sonde eingeführt war. Man konnte daher das Potentialgefälle nicht dort messen, wo es eigentlich nöthig gewesen wäre, um genaue Resultate zu erhalten. Die Werthe von e/m sind daher jeden-

Tabelle II.

Gas: Stickstoff.

Druck in mm	V_0	C	d	H	e/m
0,4	1600	54×10^{-5}	1,25	250	$1{,}3 \times 10^7$
0,54	1500	72	1,20	250	1,3
0,15	1725	30	1,32	250	1,3
0,15	1725	34	0,65	450	1,6
0,15	1735	30	0,45	630	1,7

Tabelle III.

Gas: Kohlensäure (Druck 0,3 mm), Stromstärke 14×10^{-5}.

V_0	H	d	e/m
1800	380	0,86	$1{,}35 \times 10^7$
1850	570	0,55	1,51
1760	610	0,52	1,45
1800	440	0,76	1,29
1800	550	0,61	1,28
1800	380	0,90	1,23

Die Tabellen zeigen, dass wenn der Durchmesser des Ringes kleiner wird, entweder durch Verkleinerung des Potentials oder durch Verstärkung des Magnetfeldes die Grösse e/m scheinbar wächst. Die Versuche mit Kohlensäure widersprechen nicht dem Resultate Kaufmann's nach welchem die Ablenkung in verschiedenen Gasen dieselbe ist, doch kann man keinen sicheren Schluss aus ihnen ziehen. Wenn man die Beobachtungen vergleicht, bei denen der Durchmesser des Ringes etwa gleich ist, scheint es als ob der Werth e/m bei Kohlensäure kleiner sei wie bei Stickstoff.

Es wurde schon oben angedeutet, dass diese Versuche mich zu dem Schlusse führten, dass Reibungsvorgänge einen beträchtlichen Einfluss auf das Resultat haben, denn nur so kann man es erklären, dass die Geschwindigkeit der abgeschleuderten Theilchen abnimmt, während die Potentialdifferenz zunimmt. Um diese Reibung so viel als möglich zu eliminiren, müsste man die Ablenkung so nahe als möglich an der Kathode messen, und auch dort das Potentialgefälle bestimmen. Wie sich aus den schon früher veröffentlichten Werthen ergiebt, gelangt man dann zu Zahlen, die etwa zehnmal kleiner sind. Da ich nicht sah, wie sich diese Schwierigkeiten umgehen liessen, verfolgte ich die Sache nicht weiter.

Durch die vortreffliche Uebereinstimmung der Kaufmann'schen Resultate ist aber die Frage in ein neues Stadium gekommen und es lohnt sich zu discutiren, auf welchen Annahmen dieselben beruhen.

Es wird vorausgesetzt, dass das ganze Potentialgefälle ausschliesslich zur Vermehrung der Geschwindigkeiten der Molecüle verbraucht wird und sich kein Theil in Wärme umsetzt. Es ist hiermit in Uebereinstimmung, dass die magnetische Ablenkung der Quadratwurzel des Potentialgefälles proportional ist; doch kann man nicht sagen, dass hierdurch die Abwesenheit vom Reibungswiderstande oder analoge Wirkungen bewiesen sind. Ich will z. B. nur eine Hypothese erwähnen, bei der dasselbe Gesetz gültig wäre. Es ist von mir und H. Warburg gezeigt worden, dass die Kathode von einer Atmosphäre positiv electrisirter Theilchen umgeben ist und ich fand, dass bei einer Kathode, die aus einer Scheibe gebildet ist, das Potentialgefälle näherungsweise durch die Gleichung

$$V = V_0 (1 - e^{-kx})$$

dargestellt werden kann. Es folgt hieraus, dass die electrische Dichte der Grösse dV/dx proportional ist. Wenn man nun annimmt, dass die den negativ geladenen Theilchen entgegenwirkende Kraft der Dichte der positiv geladenen Theilchen proportional ist, so ist die Bewegungsgleichung

$$m \frac{dv}{dt} = (e - f) \frac{dV}{dx}$$

Sicherheit ermitteln kann; sondern nur eine obere Grenze erhält.

Nun sind aber kürzlich ganz unabhängig voneinander Versuche von J. J. Thomson und Lenard angestellt worden, bei welchen gar keine Annahmen über das Verhältniss der Geschwindigkeiten zum Potentialgefälle gemacht werden, sondern die electrostatische Abstossung in Rechnung gezogen wird. Die Resultate stimmen gut überein. Lenard findet im Mittel $6{,}4 \times 10^6$ und J. J. Thomson $7{,}4 \times 10^6$. Diese Zahlen sind auch immer beinahe doppelt so gross, wie der von mir gefundene, aber sie betragen weniger als die Hälfte des von Kaufmann gefundenen Werthes.

Ich will nicht in Abrede stellen, dass in meinen Messungen der Krümmungsradius vielleicht zu gross gemessen war, denn es kam mir damals darauf an, den grössten Radius zu bestimmen, der sich mit der Photographie vereinigen liess, und da das Quadrat des Radius in Rechnung kommt, so wäre es auch möglich, dass der Thomson-Lenard'sche Werth von e/m auch bei meinen Versuchen hätte herauskommen sollen. Doch scheint mir das nicht wahrscheinlich und der Schluss, dass das gefundene Verhältniss, unabhängig vom Druck und der Natur des Gases ist, scheint mir doch noch auf sehr schwachen experimentellen Füssen zu stehen. Was zunächst die Natur der Gase anbetrifft, so muss man bemerken, dass bei den niedrigen Drucken, wie sie in den Versuchen von Kaufmann, Lenard und Thomson angewandt wurden, das Gas hauptsächlich wohl nur aus dem von den Glaswänden abgegebenen Wasserdampf besteht. Ein Erhitzen der Röhre genügt nicht, um das Wasser ganz zu entfernen. Ich habe mich gelegentlich einer anderen Untersuchung davon überzeugt, dass eine Glasröhre, die 14 Tage lang ohne Unterbrechung einer Temperatur von 300° ausgesetzt war, noch immer Spuren von Gas abgab. Es scheint daher vor der Hand gar nicht erwiesen zu sein, dass nicht der Träger der Electricität immer deshalb der gleiche war, weil das in der Röhre befindliche Gas dasselbe war. Dass das Potentialgefälle verschieden war, beweist nicht das Gegentheil, denn nach Warburg's Versuchen hängt das Gefälle oft von kleinen Beimischungen ab. Man kann daher die eingeführten Gase

als Verunreinigungen des immer gegenwärtigen Wasserdampfes ansehen.

Auch was die Unabhängigkeit vom Drucke anbelangt, so liegen die Versuche doch wohl noch vor der Hand zwischen zu engen Grenzen und ich muss nochmals darauf aufmerksam machen, dass die von mir in Luft und bei einem Drucke von 0,3 mm erhaltene Zahl, einen *Maximalwerth* darstellt, der halb so gross ist, wie die kleinsten von Thomson und Lenard gemessenen Zahlen.

Von Interesse ist es, dass das von Lorentz aus Zeeman's Versuchen berechnete Verhältniss von e/m, 10^7 C.G.S.-Einheiten beträgt, also etwa dieselbe Grössenordnung hat, wie der aus den obigen Versuchen berechnete Werth. Es deutet das darauf hin, dass bei den Lichtschwingungen der Molecüle dieselben Massentheile in Betracht kommen, wie bei den Kathodenstrahlen. Sollten diese Massentheile bei allen Atomen die gleichen sein? Das wäre gewiss ein sehr wichtiger Schluss, der auf den weiteren Fortschritt der Physik von grossem Einfluss wäre. Aber gerade deshalb muss man vorsichtig sein und diese Identität nicht auf Versuche gründen wollen, die dieselbe vielleicht vermuthen lassen, aber gewiss noch nicht bewiesen haben.

(Eingegangen 23. Mai 1898.)

11. *Wirkung verschiedenartiger Wellen auf den Branly'schen Cohärer; von Otto Leppin.*

Im Band 64 p. 611 hat Hr. Auerbach gezeigt, dass akustische Wellen ebenso wie die electrischen eine bleibende Verringerung des electrischen Contactwiderstandes herbeizuführen vermögen. Da ich unabhängig von Hrn. Auerbach zu gleichen Ergebnissen gelangt bin, so werden die folgenden Mittheilungen, wie ich hoffe, nicht ganz ohne Interesse sein, zumal sie in einigen anderen Punkten über die Auerbach'schen Beobachtungen hinausgehen.

Ich hatte zu meinen Versuchen in den Stromkreis eines kleinen Leclanchéelementes von 15 cm Höhe die Empfängerstation der Hertz'schen Spiegel mit den Branly'schen Cohärer, sowie ein empfindliches Verticalgalvanometer eingeschaltet. Die Füllung des Cohärers bestand theils in Kupferspähnen, theils in einem Gemisch von Kupfer- und Rheotanspähnen.

War die Nadel des Galvanometers auf Null, oder mit geringer Abweichung von Null zur Ruhe gekommen, so liess sich durch lautes Hineinrufen in den parabolischen Spiegel ein sehr deutlich sichtbarer Ausschlag am Galvanometer erzielen. — Die Nadel behielt auch, wie bei den Versuchen mit electrischen Wellen, ihren Ausschlag, bis durch Erschütterung des Cohärers der starrkrampfartige Zustand der Feilspähne aufgehoben wurde.

Durch Zuhülfenahme eines Sprachrohres gelang es aus etwas grösserer Entfernung (5–6 m) dieselben Resultate zu erzielen. Eine Stimmgabel ($a = 435$) rief ebenfalls einen Ausschlag der Nadel hervor, jedoch nur in unmittelbarer Nähe des Cohärers. Dieser letzte Versuch gelang durch Zuführung der Schwingungen durch die Luft.

Nun stellte ich Versuche mit einer Anzahl von Labialpfeifen an und fand, dass nur *eine* von ungefähr zwanzig verschiedenen sich als wirksam erwies. Die Wirkung dieser Pfeife aber stand in keiner Beziehung hinter der Wirkung der elec-

trischen Wellen zurück; bis auf zwanzig Meter Entfernung erzielte ich fast jedesmal das erwartete Resultat. Von einer bestimmten Stelle aus jedoch versagte die Pfeife zuweilen, ging ich aber dann vorwärts oder rückwärts, so erzielte ich einen Ausschlag der Nadel. Diese Erscheinungen führten mich zu der Ueberzeugung, dass einmal eine ganz bestimmte Wellenlänge (dem Cohärer entsprechend) erforderlich sei und dass zweitens an der Stelle, wo die Pfeife versagte, sich ein Knotenpunkt befinden müsse.

Der Ton dieser zum Cohärer stimmenden Labialpfeife war cis. Eine Pfeife, welche um $^1/_2$ Ton höher stand, gab auch noch Resultate, jedoch schon nicht mehr zuverlässig. Tiefer dagegen durfte der Ton sein, ich erzielte sogar mit C 64 noch ab und zu einen Ausschlag.

Um genauer zu untersuchen, ob das Versagen der Wirkung wirklich dadurch zu erklären war, dass an jener bestimmten Stelle sich ein Knotenpunkt befand, oder ob irgend welche anderen Umstände die Veranlassung waren, befestigte ich oberhalb des parabolischen Spiegels ein dünnes Seil und führte es etwa 7 m parallel zum Boden hin. An diesem Seil hing ein Drahtbügel, der so gebogen war, dass man die verschiedenen Pfeifen ohne Umstände einhängen und herausnehmen konnte, und welcher sich auf dem Seil leicht hin- und herschieben liess. Die Länge des Bügels war derartig, dass die Oeffnung der Pfeifen ungefähr auf den Cohärer gerichtet war.

Mit dieser einfachen Einrichtung liess sich leicht fest-

bei den akustischen Versuchen als Auffänger der Wellen. Die Wirkungen sind, wenn die Experimente ohne Spiegel angestellt werden, sehr minimal.

Der Marconi'sche Cohärer gab weder mit noch ohne Spiegel irgend welche Resultate. Es liegt dies vielleicht an dem ausserordentlich geringen Quantum von Feilspähnen oder an der Art dieser Spähne.

Ob der Cohärer mikrophonisch zu wirken vermöge, darüber sind wohl schon viel Versuche angestellt worden, so viel mir aber aus der Literatur bekannt ist, haben jene Experimente zu keiner bejahenden Antwort geführt.

Um diese Versuche zu wiederholen, schaltete ich in den Stromkreis von Leclanchéelement und Cohärer ein ganz einfaches Telephon ein und zwar legte ich die Leitung so lang, dass das Telephon sich in einem ungefähr 40 m vom Cohärer entfernten, völlig abgeschlossenen Raum befand. Es war somit absolut ausgeschlossen, dass das Ohr den Ton einer Pfeife oder überhaupt ein starkes Geräusch hätte direct wahrnehmen können. Durch das Telephon jedoch waren mit vorzüglicher Deutlichkeit die Töne der verschiedenen Labialpfeifen wahrzunehmen und zwar ganz besonders deutlich waren hohe Töne. Klopfen auf den Cohärer rief ein leichtes Knacken im Telephon hervor.

Deutlich war ausserdem jenes bekannte, durch Induction hervorgerufene Surren im Telephon zu hören, doch verschwand dies Geräusch sogleich, sowie ein geringer Widerstand in den Spähnen hervorgerufen wurde, sobald z. B. die Hand vorsichtig um den Cohärer gelegt wurde, natürlich ohne diesen zu berühren.

Zu erwähnen ist noch, dass bei allen akustischen Versuchen die eigentliche Wirkung erst eintrat, sobald das Tönen aufhörte. Dauerte dieses Tönen auch nur ganz kurze Zeit, so entfiel die Hauptwirkung doch auf das Ende des Tones.

Aus all diesen Versuchen Schlüsse irgend welcher Art zu ziehen, erscheint mir noch verfrüht, vielmehr will ich einiger weiterer Erscheinungen, die ich beobachtete, Erwähnung thun.

Nachdem sich gezeigt hatte, dass electrische wie auch akustische Wellen reducirend auf den Widerstand des Cohärers wirken, war es ein sehr naheliegender Gedanke, auch

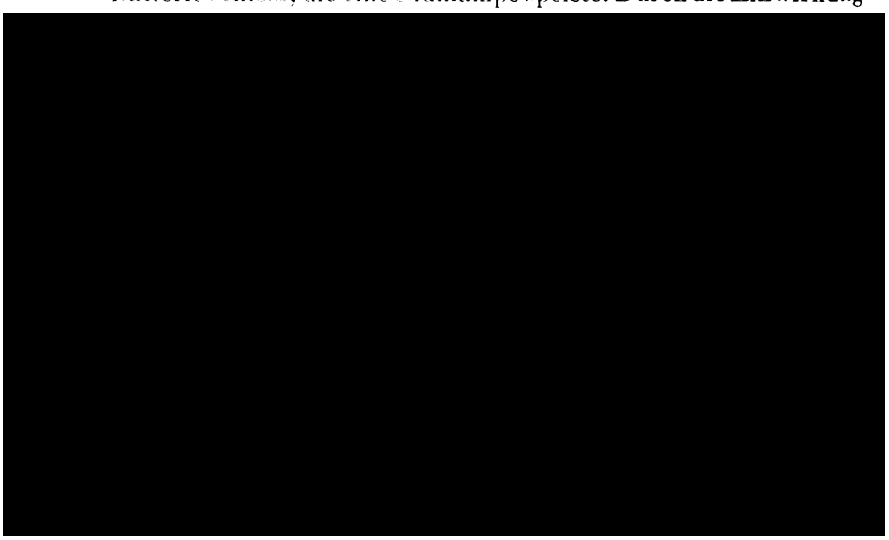
Versuche anzustellen, wie sich die Wärmewellen und die Lichtwellen in dieser Beziehung verhalten.

Schon bevor ich meine Versuche mit Schallwellen anstellte, hatte ich gefunden, dass der Cohärer vorzüglich dazu geeignet ist, zur Demonstration der Erhöhung des Leitungswiderstandes durch Wärme zu dienen, indem schon die Handwärme allein ausreichend ist, den durch electrische oder akustische Wellen aufgehobenen Widerstand des Cohärers wieder eintreten zu lassen. Ausführlichere Angaben hierüber sollen in der „Zeitschr. für den physik. und chem. Unterricht" Heft 4. 1898 veröffentlicht werden.

Um Lichtwellen auf den Cohärer einwirken zu lassen, setzte ich den parabolischen Spiegel, der wieder in Verbindung mit dem Leclanchéelement und dem Verticalgalvanometer stand, dem hellen Tageslicht aus.

Nach 3 Min. ungefähr begann die Nadel des Galvanometers langsam auszuschlagen. Der Ausschlag wurde stärker und stärker, klopfte ich auf den Cohärer, so kehrte die Nadel unverzüglich auf Null zurück, um sodann von neuem auszuschlagen. Dieses Wiederausschlagen geschah bei mehrfachem Klopfen und Ausschlagenlassen der Nadel in immer kürzerer Zeit und die Nadel kehrte jedesmal weniger weit in der Richtung nach Null zurück.

Anstatt des Galvanometers schaltete ich nun ein Relais in den Stromkreis mit dem Cohärer, welches den Contact zu einer Batterie schloss, die eine Glühlampe speiste. Durch die Einwirkung



Sonnenlicht enthaltenen Wellen eine Erhöhung des Widerstandes herbeiführten, die Nadel kehrte dann regelmässig etwas zurück. Ich konnte somit am Galvanometer deutlich und mit ziemlicher Sicherheit wahrnehmen, ob die Sonne durch Wolken verdeckt oder nicht verdeckt war.

Nun stellte ich Versuche bei völliger Dunkelheit an. Zunächst liess ich eine Petroleumlampe auf den Cohärer wirken; die Nadel des Galvanometers schlug langsam aus, ganz wie es bei Einwirkung des Tageslichtes geschah, nur weniger rasch.

Längere Belichtung des Cohärers durch Magnesiumlicht oder eine plötzliche Belichtung durch Magnesiumblitzlicht rief keinen Ausschlag am Galvanometer hervor. Allerdings wurden diese Versuche ohne Anwendung grösserer Reflectoren ausgeführt.

Weitere bei Tageslicht angestellte Versuche, bei welchen die Sonnenstrahlen erst farbige Glasplatten (roth, gelb, grün, blau) oder eine Lösung von Jod in Schwefelkohlenstoff durchdringen mussten, führten zu keinerlei neuen Resultaten, die Nadel schlug stets mehr oder weniger aus.

Die Reihe von Versuchen ist noch nach keiner Richtung hin abgeschlossen, vielmehr sollen dieselben noch verschiedentlich wiederholt, sowie auch fortgesetzt werden.

Für die praktische Verwendung der „Telegraphie ohne Draht" dürfte manches Gesagte von grösserer Bedeutung sein und diese oder jene Störung dürfte eine Erklärung finden.

Berlin, den 14. Mai 1898.

(Eingegangen 16. Mai 1898.)

12. *Ueber das Verhalten rotirender Isolatoren im Magnetfelde und eine darauf bezügliche Arbeit A. Campetti's;* *von Hans Benndorf.*

(Aus den Sitzungsber. der k. Akademie d. Wissensch. zu Wien. Mathem.-naturw. Klasse; Bd. CVI. Abth. IIa. Dec. 1897, im Auszug mitgetheilt.)

Führt ein Körper unter dem Einfluss äusserer Kräfte in einem Magnetfelde einen mechanischen Kreisprocess aus, d. h. kehrt er nach einer bestimmten Zeit genau wieder in den Anfangszustand zurück, so wird im allgemeinen von den Kräften eine Arbeit geleistet, die von der Natur des betreffenden Körpers abhängt: im Folgenden soll stets vorausgesetzt werden, dass das magnetische Feld constant bleibt und die Bewegung so langsam vor sich geht, dass eine Aenderung des ursprünglichen Feldes durch die Bewegung des Körpers vernachlässigt werden kann.

Ist der Körper ein idealer Leiter ohne dielectrische Polarisation, so ist die aufgewandte Arbeit äquivalent der entwickelten Joule'schen Wärme, vermehrt um die durch etwaige magnetische Hysteresis erzeugte Wärmemenge.

Ist der Körper ein ideales Dielectricum ohne jede Leitung

Cylindern auftritt, die in einem magnetischen Felde schwingen, und folgert aus seinen Messungen, dass der der Dämpfung entsprechende Energieverlust weder durch die äusserst geringe Joule'sche Wärme, noch aber durch magnetische Hysteresis von kleinen, dem Isolator vielleicht beigemengten Eisentheilchen erklärt werden könne. Es erscheint nach dem oben Gesagten daher nur folgerichtig, die Dämpfung mit einer electrischen Hysteresis in Verbindung zu bringen.

Wenn auch über electrische Hysteresis noch wenig bekannt ist, so liesse sich doch wenigstens die Möglichkeit einer Erklärung der Duane'schen Erscheinungen durch sie erweisen, wenn man zeigen könnte, dass die gesammte in dem dielectrischen Körper durch Induction hervorgerufene Energie von derselben Grössenordnung ist, wie das der Dämpfung entsprechende Energiequantum.

Im vergangenen Frühjahre habe ich einer Anregung Hrn. Hofrath L. Boltzmann's folgend die in einer im homogenen magnetischen Felde rotirenden Kugel aus isolirender Substanz erzeugte Energiemenge berechnet und gefunden, dass dieselbe viel zu klein ist, um eine irgend merkliche Dämpfung zu erzeugen.

Dieses negative Resultat zu veröffentlichen, erschien um so unnöthiger, als bald darauf Duane und Stewart in einer zweiten Abhandlung [1]) zeigten, dass die Dämpfung des schwingenden Cylinders doch durch magnetische Hysteresis kleinster Eisentheilchen erklärt werden müsse und den diesbezüglichen Irrthum in der ersten Arbeit aufklärten.

Vor kurzem aber wurde ich auf eine Abhandlung von A. Campetti: [2]) „Sul moto di un dielettrico in un campo magnetico" aufmerksam gemacht; in derselben wird zuerst in Anlehnung an J. J. Thomson die Grösse der in einem Dielectricum inducirten Polarisationen berechnet, wenn es in einem homogenen Magnetfelde rotirt, und zwar für eine Kugel und einen Cylinder. Zum Schlusse rechnet der Verfasser die in einer solchen dielectrischen Kugel aufgespeicherte electrische Energie aus und kommt zu dem Schlusse, dass dieselbe so

1) W. Duane u. W. Stewart, Wied. Ann. **61.** p. 436. 1897.

2) A. Campetti, Atti della R. accademia delle scienze di Torino **32.** p. 52.

gross sei, dass man sehr gut die Duane'schen Phänomene daraus erklären könne. Durch passende Wahl der magnetischen Feldintensität, meint Hr. Campetti, kann die electrische Energie soweit gesteigert werden, dass sie von gleicher Grössenordnung mit der kinetischen Energie der rotirenden Kugel wird, indess zeigt eine Einsetzung numerischer Werthe, dass dies nicht der Fall ist.

Die Formel [1]) für die durch Rotation erzeugte Energie des dielectrischen Polarisationszustandes lautet:

$$W = \varkappa_1 c^2 \omega^2 a^5 \frac{1 + 4R^2}{60};$$

dabei ist $\varkappa_1$ die Dielectricitätsconstante, c die magnetische Induction in dem als homogen angenommenen Felde, ω die jeweilige Winkelgeschwindigkeit der Kugel, a ihr Radius und R schliesslich ein dimensionsloser echter Bruch.

Die mechanische Energie einer schwingenden Kugel von der Dichte δ ist, wenn ω die maximale Winkelgeschwindigkeit bedeutet:

$$U = \frac{4}{15} \pi \omega^2 a^5 \delta$$

Herr Campetti meint nun, dass die beiden Grössen U und W durch ein genügend grosses c von der gleichen Grössenordnung gemacht werden könnten, und schliesst daraus, dass die Duane'schen Phänomene sich eventuell durch electrische

nommen, als sie bei den Duane'schen Versuchen waren. Ferner sei $\delta = 1$ gesetzt und die Dielectricitätsconstante $\varkappa_1$, wie üblich, im electrostatischen System gemessen. Ihr Werth im electromagnetischen System wird dann sein $(\varkappa_1/v^2) = \varkappa_1/9 \cdot 10^{20}$. Setzt man diese Werthe in den Ausdruck W/U ein, so ist annähernd $(W/U) = \varkappa_1/9 \cdot 10^{13}$, d. h. aber, die electrische Energie in der Kugel ist einige Zehnbillionenmal zu klein, um die Zurückführung der Duane'schen Erscheinungen auf dielectrische Hysteresis als möglich erscheinen zu lassen.

(Eingegangen 30. Mai 1898.)

13. *Ueber die chemische Theorie des Bleiaccumulators; von F. Dolezalek.*

Zur Erklärung des eigenthümlichen Verhaltens des Bleiaccumulators sind in den letzten Jahren eine Reihe sinnreicher Theorien und Ansichten entwickelt worden, welche jedoch theilweise recht complicirter Natur sind, sich gegenseitig widersprechen und grösstentheils auch den stromliefernden Process als einen nur unvollkommen reversibeln betrachten und dadurch dem Bleiaccumulator die Eigenschaft eines idealen Accumulators principiell absprechen. Bei diesem Stande der chemischen Theorie des Accumulators ist es wohl angebracht, zunächst das festzustellen, was uns eine hypothesenfreie Anwendung der Thermodynamik auf die Vorgänge im Bleiaccumulator zu lehren vermag, zumal da diese erlaubt, über einen für die Stromlieferung angenommenen chemischen Process ein sicheres Urtheil zu fällen. Ein tieferer Einblick in den Mechanismus der Stromerzeugung ist natürlich von der Anwendung allgemeiner Energieprincipien nicht zu erwarten, sondern nur von dem weiteren Ausbau der osmotischen Theorie des Accumulators zu erhoffen; doch wird dieser, wenn einmal der für die Stromlieferung maassgebende chemische Process sichergestellt ist, wohl nicht lange auf sich warten lassen.

Die einfachste Theorie des Bleiaccumulators ist die sogenannte Sulfattheorie, sie wird durch folgende Reactionsgleichung wiedergegeben:

$$(1) \qquad PbO_2 + Pb + 2\,H_2SO_4 \rightleftarrows 2\,PbSO_4 + 2\,H_2O.$$

Für die Entladung von links nach rechts, für die Ladung von rechts nach links gelesen.

Die Ursache, dass man von dieser einfachen Annahme wieder abging, ist wohl darin zu erblicken, dass sich eine Reihe von Erscheinungen, die man bei genauer Untersuchung des Accumulators auffand, wie die unvollkommene Reversibilität, die Erscheinungen des Rückstandes etc., durch diese

Annahme nicht erklären liessen. Die folgenden Zeilen sollen nun zeigen, dass sich dennoch das gesammte Verhalten des Bleiaccumulators bei Berücksichtigung der mechanischen Construction der Electrodenplatten nicht nur durch obige Gleichung erklären lässt, sondern sich als nothwendige Folge derselben ergiebt; dass der Accumulator in chemischer Beziehung ein vollkommen reversibles Element darstellt und dass sein theilweise abweichendes Verhalten nicht durch einen veränderten chemischen Process, sondern nur durch das Auftreten von Concentrationskräften in den Electrodenplatten bedingt ist.

1. Electromotorische Kraft des Accumulators.

Die Frage, ob sich der Werth der electromotorischen Kraft des geladenen Accumulators mit unserer chemischen Gleichung im Einklang befindet, ist bereits vor mehreren Jahren von F. Streintz gelöst worden, indem er zeigte, dass sich die electromotorische Kraft des Bleiaccumulators aus der Wärmetönung obiger Reaction von 87 000 cal. und ihrem Temperaturcoefficienten mit Hülfe des zweiten Hauptsatzes der Wärmetheorie zu einem mit der Erfahrung gut übereinstimmenden Werth berechnen lässt. Die Berechnung ergab 1,885 Volt, während der Accumulator unter den gleichen Bedingungen eine electromotorische Kraft von 1,900 Volt zeigte. Ist durch diese Messungen von Streintz auch die Wahrscheinlichkeit, dass der stromliefernde Process ein von obiger Gleichung abweichender ist, sehr gering geworden, so kann man diese doch nicht als zwingenden Beweis betrachten, da ein anders verlaufender Process sehr wohl mit einer ähnlichen Wärmetönung verbunden sein könnte.

2. Abhängigkeit der electromotorischen Kraft von der Säureconcentration.[1]

Ausgedehnte Messungen, die von Heim, Streintz u. a. ausgeführt sind, haben bewiesen, dass die electromotorische Kraft des Accumulators mit der Concentration der Schwefelsäure stark ansteigt. Es fragt sich, ob sich auch dieses Verhalten in quantitativer Uebereinstimmung mit obiger Reactionsgleichung befindet. Um dies zu entscheiden, wollen wir uns

1) Auszugsweise veröffentlicht: Zeitsch. f. Electrochem. **15.** 1897/1898.

zwei Accumulatoren, welche mit Schwefelsäure von verschiedener Concentration gefüllt sind, mit ihren electromotorischen Kräften gegeneinander geschaltet denken, und zwar möge Accumulator I mit concentrirterer Säure gefüllt sein als Accumulator II. Da nun die electromotorische Kraft von I höher ist als von II, so können wir diesem System electrische Energie entnehmen, wobei Accumulator I entladen und Accumulator II geladen wird. Der Verbrauch der festen Stoffe, PbO_2, Pb und $PbSO_4$ in dem einen Accumulator wird mithin durch die Bildung einer gleichen Menge derselben Stoffe in dem anderen Accumulator vollkommen gedeckt und es bleibt als stromliefernder Process gleichsam nur die Ueberführung von H_2SO_4 von I nach II und von H_2O von II nach I. Bei einer Entnahme von 96 540 Coulomb, welche der Zersetzung von 1 g-Aeq. entspricht, beträgt die Aenderung an freier Energie:

$$F = \Delta E\, 96\,540 \text{ Voltcoulomb},$$

wenn wir mit ΔE die Differenz der electromotorischen Kräfte von I und II bezeichnen.

Die Berechnung von F können wir noch auf zwei anderen, voneinander unabhängigen Wegen durchführen, einmal durch Benutzung der Wärmetönung, welche den Schwefelsäure- und Wassertransport begleitet, und des Temperaturcoefficienten von ΔE und zweitens auf dem Wege der isothermen Destillation, indem wir die Rechnungen, welche Helmholtz für die

durch die Differenz der Beimischungswärme von Schwefelsäure zu Lösung in I und Lösung in II und die einer Wasserüberführung entsprechende Wärmetönung durch die Differenz der Beimischungswärme von Wasser zu Lösung in I und Lösung in II.

Die Beimischungswärme von 1 H_2SO_4 bez. 1 H_2O zu einer grossen Menge einer Schwefelsäurelösung von a g-Mol. H_2SO_4 und b g-Mol. H_2O ist gegeben durch die partiellen Differentialquotienten von W nach a bez. nach b. Bezeichnen wir erstere mit Q, letztere mit Q', so ist:

$$Q = \frac{\partial W}{\partial a} = \frac{17860\, b^2}{(b + 1{,}798\, a)^2}\ \text{Cal.},$$

$$Q' = \frac{\partial W}{\partial b} = \frac{1{,}798\, a^2}{(b + 1{,}798\, a)^2}\ 17860\ \text{Cal.}$$

Die dem stromliefernden Process in unserem System von zwei gegeneinander geschalteten Accumulatoren entsprechende Aenderung der Gesammtenergie (Wärmetönung) U ist also:

$$U = Q_{II} - Q_I + Q'_I - Q'_{II}.$$

Nun besteht nach dem zweiten Hauptsatz der Wärmetheorie in Helmholtz'scher Form zwischen der Aenderung der freien Energie F, ihrem Temperaturcoefficienten $\partial F/\partial T$ und der Wärmetönung U eines Processes bekanntlich die Beziehung:

$$F = U + T\frac{\partial F}{\partial T}.$$

Beachtet man, dass:

$$F = 96540\, \Delta E\ \text{Voltcoulomb}$$

und 1 Voltcoulomb äquivalent 0,239 g-cal. ist, so wird

$$\Delta E = \frac{U}{23073} + T\frac{\partial \Delta E}{\partial T}. \qquad (2)$$

Da der Temperaturcoefficient des Accumulators mit seiner Abhängigkeit von der Säureconcentration von Streintz gemessen ist, so haben wir alle Daten zur Berechnung von ΔE.

Wie erwähnt, können wir die Berechnung von ΔE noch auf einem zweiten von obigem unabhängigen Wege durchführen. Die Arbeit, welche die Ueberführung von 1 H_2SO_4 von I nach II zu leisten vermag, ist gegeben durch die Differenz der Beimischungsarbeit von 1 H_2SO_4 zu II und derjenigen

zu I. Zur Berechnung der Beimischungsarbeit denken wir uns die Beimischung in der Art ausgeführt, dass wir zunächst zu 1 g-Mol. H_2SO_4 aus dem Accumulator soviel Wasser isotherm hinüber destilliren, dass die Schwefelsäure auf gleiche Concentration mit der Accumulatorsäure gebracht ist; die so verdünnte Säure können wir dann ohne Arbeitsaufwand oder Arbeitsgewinn dem Accumulator beimengen. Sind in der Accumulatorsäure auf 1 g-Mol. Schwefelsäure $n = 18\,(b/a)$ g Wasser enthalten, so haben wir n g Wasser zu destilliren. Bezeichnen wir die constante Wasserdampfspannung der Accumulatorsäure mit p_1 bez. p_2, den variablen Druck über dem g-Mol. Säure mit p, so ist die Destillationsarbeit pro 1 g Wasser bekanntlich

$$\frac{RT}{18} ln \frac{p_1}{p} \quad \text{bez.} \quad \frac{RT}{18} ln \frac{p_2}{p},$$

worin R die auf 1 g-Mol. bezogene Gasconstante bedeutet. Bei Destillation von n_1 g Wasser gewinnen wir daher eine Arbeit von

$$A_1 = \frac{RT}{18} \int_0^{n_1} ln \frac{p_1}{p}\, dn \quad \text{bez.} \quad A_{II} = \frac{RT}{18} \int_0^{n_2} ln \frac{p_2}{p}\, dn.$$

Die mit der Ueberführung von 1 g-Mol. H_2SO_4 von I nach II verbundene Arbeitsleistung ist daher

$$A_{\text{I}} - A_{\text{II}} = \frac{RT}{18} \int_0^{n_2} ln \frac{p_2}{p}\, dn - \frac{RT}{18} \int_0^{n_1} ln \frac{p_1}{p}\, dn$$

so haben wir zur Berechnung von ΔE die Gleichung

$$\Delta E = \frac{0{,}860 \cdot 10^{-4}}{18} T\left(n_2 \ln p_2 + 18 \ln \frac{p_2}{p_1} - n_1 \ln p_1 - \int_{n_1}^{n_2} \ln p \, dn\right)$$

oder bei Verwendung Brigg'scher Logarithmen

$$(3) \quad \left| \begin{array}{l} \Delta E = 0{,}110 \cdot 10^{-4} T\left(n_2 \log p_2 + 18 \log \frac{p_2}{p_1}\right. \\ \qquad \left. - n_1 \log p_1 - \int_{n_1}^{n_2} \log p \, dn\right). \end{array} \right.$$

Da wir nun dank der Bemühungen von Dieterici[1]) in dem Besitz äusserst exacter Dampfspannungsmessungen von Schwefelsäurelösungen sind, so haben wir auch in diesem Fall alle Daten zur Berechnung von ΔE.

Um die beiden für ΔE gewonnenen Formeln an der Erfahrung zu prüfen, habe ich eine aus zwei formirten rechteckigen Bleiplatten bestehende Plantézelle in schmelzendes Eis gesetzt, mit verschiedenen Schwefelsäurelösungen gefüllt und sodann die zugehörigen electromotorischen Kräfte gemessen. Die Zelle wurde vor jeder Messung stark überladen und dann mit angeschaltetem Voltmesser solange stehen gelassen, bis die Gaspolarisation verschwunden war und das Instrument seine Einstellung nicht mehr veränderte, was bei der dünnen activen Schicht schon nach etwa einer halben Stunde eintrat. Die Resultate enthält folgende Tab. I. Die Werthe der Wasserdampfspannungen p sind den ebenfalls bei 0° C. vorgenommenen Messungen von Dieterici entnommen.

Die berechneten Werthe der electromotorischen Kraft wurden dadurch erhalten, dass mittels der Formeln (2) und 3) die Differenzen von E gegen den Werth von III (2,05 Volt) berechnet und dann zu diesem hinzugefügt wurden.

Um Formel (2) und (3) auch an einem technischen Accumulator zu prüfen, habe ich den an Tudoraccumulatoren vorgenommenen Messungen von Heim[2]) und Streintz[3]), soweit es die Angaben über Temperatur, Temperaturcoefficient etc.

1) Dieterici, Wied. Ann. **50**. p. 61. 1893.
2) Heim, Electrotechn. Zeitschr. **10**. p. 88. 1889.
3) Streintz, Wied. Ann. **46**. p. 454. 1892.

erlaubten, die gleichen Differenzen entnommen und die mittels dieser erhaltenen Werthe von E in die Tabelle eingefügt.

Tabelle I.

Nr.	Säure-dichte	% H_2SO_4	n	Dampf-druck p mm Hg	Electromotorische Kraft E Volt				
					berechnet		gemessen		
					aus U	aus p	Ver-fasser	Heim	Streintz
I	1,496	58,37	69,88	0,796	2,23	2,27	2,29	—	—
II	1,415	50,73	95,16	1,438	2,16	2,18	2,18	—	2,20
III	1,279	35,82	175,58	2,900	2,05	2,05	2,05	—	—
IV	1,140	19,07	415,8	4,150	1,94	1,93	1,94	1,93	1,92
V	1,028	3,91	2408,4	4,574	1,83	1,83	1,82	—	1,82

Wie die Zahlen beweisen, ist die Uebereinstimmung zwischen Rechnung und Messung vorzüglich. Die berechneten Werthe sind zum Theil ein wenig kleiner als die beobachteten, was sich leicht dadurch erklärt, dass bei der Berechnung der Aenderung von p und l durch das gelöste Bleisulfat nicht Rechnung getragen wurde. Die Verminderung der Dampfspannung durch das Bleisulfat ist bei verdünnten Säuren verschwindend klein, bei concentrirteren dagegen beträchtlich, was daraus zu ersehen ist, dass gemäss obigen p-Werthen die Dampfspannung einer 50 proc. Säure bei Erhöhung der Concentration um nur 8 Proc. bereits auf den halben Werth

mmtenergie (Wärmetönung) dieses Processes zusammenfällt. ie in Tab. II angegebenen Messungen von Heim und Streintz weisen, dass die Formeln (2) und (3) auch für die in der echnik gebräuchlichen Formen des Accumulators Gültigkeit sitzen.

Die Thatsache, dass die obigen auf zwei voneinander unhängigen Wegen durchgeführten Rechnungen in so guter ebereinstimmung mit der Erfahrung stehen, beweist im Verm mit dem erwähnten Resultat der thermochemischen Unterchung von Streintz wohl auf das Bestimmteste, dass der omliefernde Process im Accumulator nur der durch Gleiung (1) dargestellte und kein anderer sein kann, reversibel tstehende und vergehende Zwischenproducte natürlich nicht sgeschlossen.

Die Bildung bez. Zersetzung von PbO_2, Pb und $PbSO_4$ nn nur ein primärer und nicht ein mit Verlust von freier nergie verbundener secundärer Vorgang sein, wie es die eorien von Elbs[1]) und Darriens durch die Annahme priirer Bildung und secundären Zerfalles von Bleidisulfat bez. n Ueberschwefelsäure fordern. Von den bestehenden neueren eorien des Accumulators sind daher nur die von Liebenow[2]) d Le Blanc[3]) gegebenen im Einklang mit den Forderungen r Thermodynamik und können daher allein aufrecht erhalten rden.

Für die praktische Accumulatorenconstruction geben obige chnungen einen wichtigen Wink zur Erzielung einer höheren ctromotorischen Kraft. Ein jeder Zusatz zur Accumulatorure, welcher die Wasserdampfspannung derselben erniedrigt d nicht störend in den electrolytischen Process eingreift, ss die electromotorische Kraft erhöhen. Allerdings scheint schwierig zu sein, einen indifferenten Stoff zu finden, welcher ngere Zeit der oxydirenden Wirkung des PbO_2 und der reirenden des Bleischwammes Stand hält; auch darf der Zuz die Leitfähigkeit nicht merklich beeinflussen, da sonst Nutzeffect, wie sich unten zeigen wird, erheblich fallen ss. Es sei noch erwähnt, dass gemäss obigen Rechnungen

1) Vgl. eine Bemerk. von W. Nernst, Zeitschr. f. Electrochem. **3**, p. 78.
2) Liebenow, Zeitschr. f. Electrochemie.
3) Le Blanc, Lehrbuch der Electrochemie.

und Messungen der Bleiaccumulator einen äusserst bequemen Apparat darstellt zur Bestimmung der Aenderung der freien Energie beim Vermischen von Schwefelsäurelösungen und dass daher die Tabellen über die Abhängigkeit der electromotorischen Kraft mit der Säureconcentration zugleich als Tabellen für die mit einer Concentrationsänderung einer Schwefelsäurelösung verbundene Aenderung der freien Energie zu betrachten sind.

3. Electromotorische Kraft des Accumulators bei Ladung und Entladung.

Bekanntlich ist die electromotorische Kraft des Accumulators bei der Ladung um einige Zehntel Volt höher als bei der Entladung, wodurch ein erheblicher Energieverlust verursacht wird. Diese Thatsache scheint auf den ersten Blick mit unserer Reactionsgleichung und den obigen Rechnungen im Widerspruch zu stehen, sie ist wohl die Hauptursache gewesen, dass man den Process im Accumulator als einen theilweise irreversibeln darzustellen versuchte. Diese Schwierigkeit schwindet jedoch leicht, wenn man nicht nur den chemischen Process, sondern auch die mechanische Construction der Electrodenplatten in Betracht zieht. An beiden Polen ist die wirksame Substanz als poröse, schwammige Masse zugegen. Die bei der Ladung an beiden Polen frei werdende Schwefelsäure kann daher nur langsam nach aussen treten, sodass die Concentration der Säure in der Electrodensubstanz ansteigen

dadurch entscheiden, dass man schnell von Ladung zur Entladung übergeht und die Spannungscurve aufnimmt. Im ersteren Falle müsste sich die Spannung mit dem Stromwechsel sprungweise ändern, im zweiten Falle wird hierzu jedoch eine gewisse Zeit und Strommenge erforderlich sein, da das vorhandene Concentrationsgefälle sich erst ausgleichen und ein entgegengesetztes sich ausbilden muss. Ein diesbezüglicher, an einem kleinen Accumulator vorgenommener Versuch ist in Fig. 1 wiedergegeben.

Die Ladungen und Entladungen geschahen im halb entladenen Zustande des Accumulators und wurden mit constanter (normaler) Stromstärke von 2 Amp. ausgeführt. Die Zeit ist als Abscisse und die Spannung als Ordinate aufgetragen nach Abzug des durch den inneren Widerstand verursachten

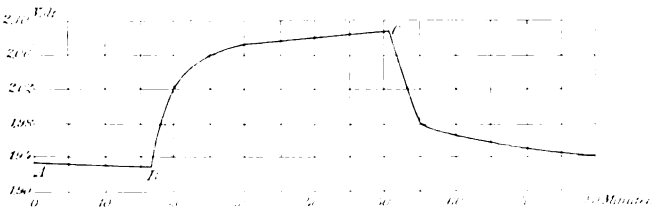


Fig. 1.

Spannungsverlustes von 0,05 Volt, einem Widerstande von 0,025 Ω entsprechend. [1])

$A\,B$ stellt das mittlere Stück einer normalen Entladungscurve dar. Bei B wurde die Stromrichtung im Accumulator durch eine Wippe schnell gewechselt. Wie die Fig. 1 zeigt, stieg die Gegenspannung des Accumulators nicht plötzlich, sondern allmählich nach Durchgang von etwa 10 Amp.-Min. auf den der Ladung zukommenden Werth. Bei C wurde die Wippe wieder auf Entladung umgelegt, wodurch die Spannung allmählich nach Durchgang einer etwa gleichen Electricitätsmenge wie oben auf den geringeren Entladungsbetrag herabsank. Ausser diesen Curven spricht für die Annahme einer

1) Nach den Messungen von Haagn (Zeitschr. f. Electrochem. 1897) beträgt der Widerstand eines etwa gleichen und mit gleicher Säure gefüllten Accumulators 0,013 Ω, dieser Beweis ist daher nur für $^2/_{10}$ des ganzen Spannungsunterschiedes als streng zu betrachten.

Concentrationskraft und gegen einen veränderten electrolytischen Process die bekannte Thatsache, dass der Unterschied zwischen Lade- und Entladespannung mit zunehmender Stromstärke ansteigt und bei abnehmender Stromstärke mit dieser zugleich gegen Null convergirt.

Sehr einfach erklärt bekanntlich auch die Veränderung der Säureconcentration in den Electroden den allmählichen Abfall der Entladespannung von ca. 1,95 auf 1,80 Volt und das Ansteigen der Ladespannung von 2,15 auf ca. 2,25 Volt. Beides wird, wenn man von dem Spannungsverlust durch den inneren Widerstand absieht, durch zwei Ursachen herbeigeführt. Erstens bewirkt die Aenderung der Dichte der gesammten Säure ein Sinken oder Steigen der Spannung entsprechend den Angaben von Tab. I, und zweitens muss das tiefere Eindringen der Stromlinien in die active Schicht den Concentrationsunterschied der Säure in den Platten gegen aussen vergrössern und dadurch die electromotorische Kraft allmählich verkleinern bez. steigern. Bei den gebräuchlichen Stromdichten liegt die mittlere electromotorische Kraft bei der Ladung um etwa 0,08 Volt höher, bei der Entladung um etwa den gleichen Betrag niedriger, als der vorhandenen Säuredichte entspricht; nach Tab. I ist daher die Concentration der Säure in der Electrodensubstanz bei der Ladung um ca. 10 Proc. H_2SO_4 höher und bei der Entladung um etwa gleich viel niedriger als ausserhalb. Zur Erklärung der höheren Ladespannung braucht man also durchaus keine besonders

Haagn fand im hiesigen Institut, dass der innere Widerstand eines Telegraphenaccumulators nach Entnahme von 2,8 Amp.-Std. von 0,0095 auf 0,0132 Ohm gestiegen war. Nachträglich habe ich feststellen können, dass der betreffende Accumulator vor der Entladung mit 800 ccm einer Säure von 22,1 Proc. H_2SO_4 (Dichte 1,160) gefüllt war. Da nun einer Entnahme von 2,8 Amp.-Std. ein Verbrauch von 10,2 g H_2SO_4 entspricht, so muss der Säuregehalt bei der zweiten Messung 21,0 Proc. betragen haben. Das Verhältniss der Leitfähigkeiten der Accumulatorsäure bei der ersten und zweiten Messung ist nach den Messungen von F. Kohlrausch

$$\frac{k_1}{k_2} = \frac{6360}{6228} = 1{,}02\,,$$

während sich das reciproke Widerstandsverhältniss, wie erwartet, beträchtlich höher ergiebt, nämlich zu:

$$\frac{w_2}{w_1} = \frac{0{,}0132}{0{,}0095} = 1{,}39.$$

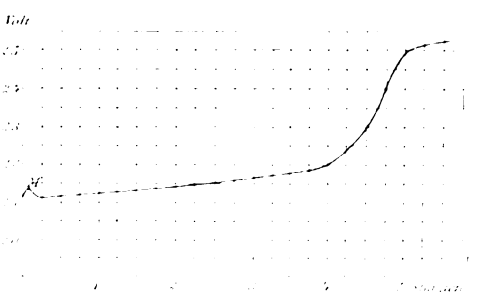


Fig. 2.

Diese Messungen zeigen also ganz deutlich eine Widerstandszunahme in den Electroden an. Die Widerstandsabnahme ein den Platten bei der Ladung prägt sich sehr deutlich in der Klemmenspannungscurve aus. Bei Schluss des Ladestromes wird sich in unmittelbarer Nähe der activen Masse schnell eine dünne Schicht concentrirterer Säure bilden; die electromotorische Kraft und mit ihr die Klemmenspannung steigt daher rapid an. Bald darauf füllen sich jedoch die ganzen Plattenporen mit concentrirterer Säure, der innere Widerstand sinkt und bewirkt dadurch wieder ein geringes Fallen der Klemmspannung, bis sich das Concentrationsgefälle in den Plattenporen eingestellt hat. Fig. 2 giebt das Bild einer normalen Ladecurve[1] wieder. Das durch die Widerstandsänderung in den Electroden verursachte Maximum ist bei *M* deutlich sichtbar.

[1] Heim's Werke: „Die Accumulatoren für stationäre Beleuchtungsanlagen" entnommen.

5. Nutzeffect.

Der Energienutzeffect des Accumulators beträgt durchschnittlich 75—85 Proc., obgleich man bei der Entladung 94—97 Proc. der bei der Ladung aufgewandten Strommenge zurückerhält; der Energieverlust ist also grösstentheils durch den Unterschied zwischen Lade- und Entladespannung bedingt, durch das Concentrationsgefälle in den Platten verursacht. Von welchen Umständen wird nun die Grösse dieses Energieverlustes abhängen? Um diese Frage zu entscheiden, müssen wir zunächst erörtern, wodurch der Concentrationsausgleich in der activen Masse herbeigeführt wird.

Bisher hat man angenommen, dass dieser durch Diffusion geschehe, ohne sich darüber Rechenschaft zu geben, wie es möglich ist, dass eine Hydrodiffusion in engen Canälen mit einer so kräftigen Electrolyse, wie sie im Accumulator stattfindet, Schritt zu halten vermag. Die obigen Rechnungen beweisen nun aber, dass sich an der Berührungsstelle zweier Schwefelsäurelösungen verschiedener Concentration erhebliche Potentialdifferenzen ausbilden. Da nun die active Masse an beiden Polen eine in Bezug auf Schwefelsäure reversible Electrode darstellt und Bleischwamm und Bleisuperoxyd metallisch leitende Körper sind, so können diese Kräfte polarisationsfrei in die Platten eintreten.

Es müssen mithin in den Plattenporen kräftige Concentrationsströme verlaufen und diese electrischen Strömungen

U-Rohres scharfe, durch den Farbenunterschied deutlich sichtbare Grenzflächen zwischen Wasser und Säure erhält und der Accumulatorstreifen mit seinem unteren Ende in die Säure eintaucht. Nach kurzer Zeit beobachtet man, dass in dem einen Schenkel von der Accumulatorplatte ausgehend der Farbenumschlag eintritt und sich allmählich durch die ganze Röhre verbreitet, noch ehe man in dem anderen Schenkel eine Verschiebung der Grenzschicht durch Diffusion wahrnimmt.

Es ist dieser Versuch ein Analogon zu demjenigen, welcher zur Entdeckung der Concentrationsströme geführt hat und bekanntlich darin bestand, dass ein Zinnstab in zwei übereinander geschichtete Zinnsalzlösungen von verschiedener Concentration gestellt wurde, worauf sich an dem in der concentrirten Lösung befindlichen Theil des Stabes ein Zinnbaum bildete.

Der Säuretransport innerhalb der activen Schicht erfolgt mithin in der Art, dass bei Stromschluss die Säureconcentration in den Electrodenplatten solange steigt bez. sinkt, bis die electromotorische Kraft der localen Concentrationsströme so weit gewachsen ist, dass letztere in der Zeiteinheit ebensoviel Säure in die Plattenporen hinein- bez. aus diesen herausschaffen, als durch den Accumulatorstrom in derselben Zeit verbraucht bez. gebildet wird. Einer jeden Ladungs- und Entladungsgeschwindigkeit wird ein bestimmtes Concentrationsgefälle und daher auch ein besonderer Werth der electromotorischen Kraft entsprechen, wie die Erfahrung längst gelehrt hat. Ist die Annahme richtig, dass der Energieverlust im Accumulator hauptsächlich durch das Auftreten von Concentrationsströmen in den Platten verursacht ist, so muss sich aus dieser auch der Einfluss der verschiedensten Bedingungen, wie Säureconcentration, Temperatur, Lade- und Entladestromstärke etc. auf den Energieverlust quantitativ ermitteln lassen.

Der Arbeitsbetrag, welcher zur Erzeugung und Erhaltung einer Concentrationsdifferenz aufgebraucht wird, muss gleich der Arbeit sein, welche man bei dem Concentrationsausgleich in maximo zu gewinnen vermag, da der Vorgang der Concentrationsänderung isotherm und reversibel leitbar ist.

Der Energieverlust ε im Accumulator ist daher gleich der durch die Concentrationsströme erzeugten Wärmemenge zu setzen; mithin gleich:

$$\varepsilon = i^2 w t \text{ Voltcoulomb},$$

wenn wir mit i die Summe der Stromstärken, mit w die Summe der Widerstände und mit t die Zeit in Secunden aller in den Platten verlaufenden Concentrationsströme bezeichnen. Der Widerstand w setzt sich zusammen aus dem Widerstand der Plattensubstanz und demjenigen der in den Poren enthaltenen Säure. Da nun ersterer gegen letzteren verschwindend klein ist, so können wir setzen:

$$w = \frac{\gamma}{k},$$

wenn γ die Widerstandscapacität der Plattenporen und k die mittlere Leitfähigkeit der Säure in der Electrodensubstanz bezeichnet. Es wird also

$$\varepsilon = \frac{\gamma i^2 t}{k} \text{ Voltcoulomb}.$$

Nun ist bei constanter Stärke des Accumulatorstromes auch die electromotorische Kraft constant, es muss daher auch das Concentrationsgefälle in den Platten einen constanten Werth besitzen: d. h. es wird durch die localen Concentrationsströme und Diffusion die Säure ebenso schnell ersetzt bez. fortgeschafft, wie sie durch den Accumulatorstrom verbraucht bez. gebildet wird. Da nun die Ausgleichgeschwindigkeit des Con-

bei der Ladung ε ein Minimum erreichen bei Verwendung von Accumulatorsäure, welche etwas verdünnter ist als diejenige von maximaler Leitfähigkeit, bei der Entladung dagegen bei Anwendung von Säure, welche concentrirter ist als letztere. Bei annähernd gleicher Lade- und Entladestromstärke arbeitet der Accumulator daher mit maximalem Nutzeffect, wenn er mit Säure von maximaler Leitfähigkeit, d. h. mit Säure von 30,4 Proc. H_2SO_4 und der Dichte 1,224 gefüllt ist. Thatsächlich haben die neuesten Untersuchungen von Earle[1]) bei einem Accumulator von 0,6 cm dicken Platten ein ausgeprägtes Maximum bei einer Säure von 30,8 Proc. H_2SO_4 (Dichte 1,23) ergeben, bei einem Accumulator von 1 cm dicken Platten war das Maximum abgeflacht und lag zwischen 29,2 und 39,5 Proc. H_2SO_4 (Dichte 1,20 und 1,30). Diese Messungen bestätigen also unsere Formel für den Energieverlust auf das Vortrefflichste. In seiner bekannten Accumulatoruntersuchung hat dagegen Heim[2]) das Maximum des Nutzeffectes schon bei einer Säure von 22 Proc. H_2SO_4, gemessen im geladenen Zustand, gefunden, doch ist diese Verschiebung des Maximums nach der geringeren Concentration leicht durch den Umstand zu erklären, dass Heim die Entladungen erst 15 bis 18 Stunden nach beendigter Ladung vornahm. Bei einer Säure von über 20 Proc. H_2SO_4 nimmt aber nach den Beobachtungen von Heim der Entladungsbetrag mit der Zeit zwischen Ende der Ladung und Anfang der Entladung, wahrscheinlich durch Bildung weissen Sulfates, merklich ab, und zwar um so mehr, je concentrirter die Säure ist. Sehr einfach findet auch das rasche Abfallen des Nutzeffectes mit der Temperatur oder durch Zusatz schlecht leitender Stoffe zur Säure, wie gelatinöser Kieselsäure u. dgl., durch die Abnahme der Leitfähigkeit k seine Erklärung. Die an verschiedenen Accumulatorentypen vorgenommenen Messungen haben z. B. ergeben, dass die Leitfähigkeit der Accumulatorsäure durch Gelatiniren mit Kieselsäure auf etwa die Hälfte ihres Werthes herabsinkt. Nach unserer Formel müsste sich daher der Energieverlust bei einem Accumulator mit gelatinirter Säure doppelt so gross ergeben,

1) Vgl. Schoop, Zeitschr. f. Elektrochem. **2**, p. 502, 1896.
2) l. c. p. 88.

wie bei einem Accumulator mit reiner Säure. Nach den in Schoop's Werk „Die Secundärelemente" mitgetheilten Messungen des Verfassers betrug die Differenz zwischen Lade- und Entladearbeit eines Oerlikonaccumulators, wenn er mit reiner Säure gefüllt war, 51,04 Wattstunden, bei Verwendung gelatinirter Säure jedoch 101,5 Wattstunden, also fast genau doppelt so viel. Aus den Messungen berechnet sich der Werth von J^2t im ersten Fall zu 4134, im zweiten zu 4017. Nach obiger Formel müsste daher der Energieverlust des Accumulators mit gelatinirter Säure $2 . 4017/4134 = 1{,}95$ mal grösser sein als mit reiner Säure, während ihn die Messung als 1.98 mal grösser ergeben hat.

Um einen exacten Ausdruck für die Abhängigkeit des Energieverlustes ε von der Stärke des Accumulatorstromes zu gewinnen, müsste man zuvor k als Function des Concentrationsgefälles darstellen, was möglich erscheint, da das letztere im Mittel linear abfallen muss. Die Aenderung des Concentrationsgefälles mit der Stromstärke J liesse sich aus der Aenderung der electromotorischen Kraft mit der Stromstärke und dem Säuregehalt ableiten. Man würde so einen Ausdruck für die Abhängigkeit der Leitfähigkeit k von der Stromstärke J erhalten. Auch liesse sich die Aenderung von γ/k mit J direct durch Messung des inneren Widerstandes bei Stromdurchgang nach der Nernst-Haagn'schen Methode bestimmen. Eine Aufstellung einer derartigen complicirten Formel hat jedoch vorläufig keinen Werth, da es noch an

Wählt man die Constante so, dass der ebenfalls $\int J^2 dt$ proportionale Energieverlust durch die Joule'sche Wärme mit einbegriffen ist, so giebt obige Formel den gesammten im Accumulator auftretenden Energieverlust mit alleiniger Ausnahme der sehr geringen durch Selbstentladung und Gasentwickelung verursachten Verluste.

Leider liegen zur Zeit nur sehr wenige Messungen über die Abhängigkeit des Nutzeffectes von der Stromstärke vor, bei denen Lade- und Entladestromstärke ungefähr gleich gross sind; auch ist fast niemals für Constanthaltung der äusseren Bedingungen, wie Temperatur und dgl. Sorge getragen. Es ist daher nur eine rohe Prüfung obiger Formel möglich.

Tabelle II enthält Messungen an einer Tudorbatterie und einer Corrensbatterie.[1]) Erstere sind von Berner, Conz, Peukert und Voller, letztere von Germershausen, Heim, W. Kohlrausch und Seifert ausgeführt. Columne 5 enthält die mittels obiger Formel aus dem Energieverlust abgeleiteten Werthe von K. Zur Berechnung wurden drei aufeinander folgende Messungen verwandt, bei denen J nicht allzu verschieden war. Der Werth von K ist bei beiden Batterien so constant, als man es von einer derartigen technischen Messung nur erwarten kann, obgleich J^2 um das Vierfache variirt. Die stärkere Abweichung des zweiten Werthes der Corrensbatterie ist wohl durch irgend eine Störung bei der Messung zu erklären, wie auch der abnorm hohe Nutzeffect von 91 Proc. beweist.

Das deutlich ausgeprägte Fallen von K mit zunehmender Stromstärke ist wohl durch die vermehrte Wärmeentwickelung und die dadurch erhöhte Leitfähigkeit k verursacht. Um einen Anhalt zu geben, wie weit eine solche Constante die Aenderung des Nutzeffectes mit der Stromstärke zu ermitteln erlaubt, sind in der letzten Columne der Tabelle II die aus dem Mittelwerth von K (für Tudorbatterie 0,0017, für Corrensbatterie 0,00085) und der Ladungsarbeit berechneten Nutzeffecte der Entladung neben die gemessenen gestellt. Sollte Formel (4) auch einer genaueren Prüfung Stand halten, so wird es in Zukunft bei einer Accumulatoruntersuchung nicht

1) Vgl. Schoop, Secundär-Elemente.

mehr nöthig sein, den Nutzeffect bei verschiedenen Stromstärken zu messen; eine einzige Messung bei einer beliebigen Stromstärke wird genügen, um durch den Werth von K die Rentabilität des Arbeitens des Accumulators vollkommen und klar zu charakterisiren.

Tabelle II.

	Versuchsdauer in Stunden	Stromstärke im Mittel Ampères	Watt-Stunden	K	Arbeitsnutzeffect der Entladung gemessen	Arbeitsnutzeffect der Entladung berechn.	
Ldg.	5,4	134,3	1670				
Entldg.	4,5	152,7	1320	0,0019	0,76	0,79	Tudorbatterie
Ldg.	5,5	139,6	1800				
Ldg.	4,37	175	1830				
Entldg.	3,45	195	1280	0,0017	0,75	0,75	
Ldg.	3,83	179,3	1600				
Entldg.	2,0	311	1130				
Ldg.	2,38	292	1720	0,0015	0,65	0,61	
Entldg.	2,0	302	1110				
Ldg.	6,30	157	2170				
Entldg.	6,03	154,7	1850	0,0009	0,87	0,88	
Ldg.	6,00	155	2060				

durch Diffusion vollzieht, muss der Energieverlust ebenfalls obiger Formel für ε genügen. Die durch die Diffusion bewirkte Aenderung der freien Energie ist eben gleich der Arbeit, welche man bei dem Ausgleich der Concentrationen durch electrische Strömungen in maximo zu gewinnen vermag und daher auch durch Formel (4) darstellbar. Die Formel trägt daher auch dem durch Diffusion und Convection der Säure verursachten Energieverlust im Accumulator ebenfalls Rechnung.

6. Capacität.

Unter Capacität eines Accumulators versteht man die Strommenge, welche man demselben entnehmen kann, bis die Spannung schnell abzufallen beginnt, was nach etwa 10 Proc. allmählichem Spannungsabfall einzutreten pflegt. Die sich aus dem Gewicht der activen Masse durch das Faraday'sche Gesetz ergebende totale Capacität ist mehrmals grösser, als die gemäss obiger Definition praktisch verwerthbare. Der rapide Abfall der electromotorischen Kraft wird daher nicht durch einen Mangel an activer Masse, sondern dadurch verursacht sein, dass der Säuretransport durch die localen Concentrationsströme nicht mehr mit der Electrolyse Schritt zu halten vermag. Die Ansicht, dass die geringe Capacität durch einen Mangel an Säure herbeigeführt wird, ist schon mehrfach, besonders präcis jedoch von Schoop in seinem bekannten Werk: „Die Secundär-Elemente" entwickelt worden.

Alle oben erörterten Umstände, welche vortheilhaft für den Nutzeffect waren, müssen daher auch die Capacität vergrössern. Das Maximum der Capacität fällt mit demjenigen des Nutzeffectes fast genau zusammen, Gelatiniren der Säure und Erniedrigen der Temperatur bewirken ebenfalls eine starke Verminderung der Capacität. Dass es sich hier nur um einen Säuremangel handelt, beweist vortrefflich folgender von Liebenow angestellter und auf der vorjährigen Versammlung der Deutschen Electrotechnischen Gesellschaft erwähnter Versuch. Durch die Güte des Autors bin ich in den Stand gesetzt, genaueres darüber mittheilen zu können. Liebenow löthete in einen Bleikasten K (Fig. 3) eine negative Accumulatorplatte P (Gitterplatte) als Fenster dichtschliessend ein. In den Kasten wurde hierauf eine Superoxydplatte P_1 eingehängt.

sodann der erstere in einen grösseren Behälter gestellt und in beide Gefässe gleich hoch Säure eingefüllt. Die Platte wurde nun mit constantem Strom von 8 Amp. entladen und ihre Capacität durch Messung der Potentialdifferenz gegen Zink ermittelt. Es ergab sich eine Capacität von 14,4 Amp.-Std. Nach erneuter Ladung wurde nun bei der zweiten Entladung das Niveau der Säure im Kasten *K* beträchtlich höher gehalten, sodass dauernd Säure durch die Platte hindurch gepresst wurde. Die Capacität war jetzt 41,6 Amp.-Std., also fast dreimal so gross.

Auch die interessanten, an gleicher Stelle vorgeführten Rechnungen von Liebenow[1]) über die Abhängigkeit der Capacität von der Stromstärke zeigen ganz deutlich, dass es sich hier um einen Verzögerungsvorgang handelt. Liebenow hat hierbei die Frage nach der Ursache dieser Erscheinung offen gelassen, da die Anwendung der Diffusionsgesetze nicht zu einem richtigen Resultat führte. Setzt man als wirkende Ursache der Verzögerung das Auftreten von Concentrationsströmen ein, so ändert sich dadurch nichts an den Rechnungen und es wird hierdurch vielleicht die noch vor-

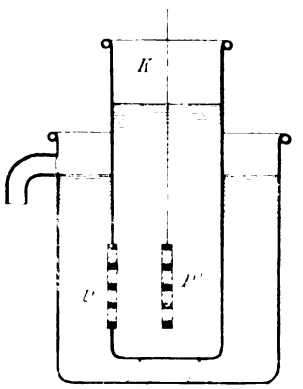


Fig. 3.

der That vertragen von den galvanischen Elementen, welche mit festen, schwer löslichen Depolarisatoren arbeiten, nur diejenigen eine starke Stromentnahme, bei welchen diese Depolarisatoren metallisch leitende Körper sind. Das mit leitendem Kupferoxyd bez. Mangansuperoxyd construirte Cuprom- und Leclanchélement kann daher mit einer weit höheren Stromdichte beansprucht werden, ohne zu polarisiren, als die mit nichtleitenden Quecksilbersalzen aufgebauten Elemente (Clark-, Calomelelement), obgleich Mercurosulfat und Mercurochlorid wohl beträchtlich löslicher sind als Mangansuperoxyd und Kupferoxyd. Bei der Construction eines jeden, technisch brauchbaren Elementes, welches feste, schwer lösliche active Stoffe enthält, ist daher für metallische Leitfähigkeit der letzteren nothwendig zu sorgen.

7. Resultate.

Die Resultate vorstehender Untersuchung lassen sich kurz folgendermaassen zusammenfassen:

1. Der stromliefernde Process im Bleiaccumulator ist ein vollkommen reversibler und darstellbar durch die Gleichung:

$$PbO_2 + Pb + 2H_2SO_4 \rightleftarrows 2PbSO_4 + 2H_2O.$$

2. Die Abhängigkeit der electromotorischen Kraft von der Säureconcentration fällt vollkommen zusammen mit der Aenderung der freien Energie, mit welcher die Concentrationsänderung der Säure verbunden ist. Der Bleiaccumulator stellt daher einen äusserst bequemen Apparat dar zur Bestimmung der Aenderung der freien Energie beim Vermischen von Schwefelsäurelösungen. Tabelle I enthält zugleich eine umfangreiche Bestätigung der Helmholtz'schen Theorie der Concentrationsströme.

3. Aus 1. und 2. folgt, dass von den neueren speciellen Theorien des Accumulators nur die Theorie von Liebenow der Superoxydionen und diejenige von Le Blanc mit der Thermodynamik im Einklang steht und daher allein haltbar ist.

4. Der Unterschied zwischen Lade- und Entladespannung ist nicht durch einen anders verlaufenden Process, sondern

nur durch das Auftreten von Concentrationsunterschieden der Säure in der activen Masse verursacht.

5. Der mit der Energieaufspeicherung im Accumulator verbundene Arbeitsverlust ist gegeben durch die Formel:

$$\varepsilon = C \int \frac{\gamma}{k} J^2 dt.$$

Bei gleicher Lade- und Entladestromstärke annähernd durch die Formel:

$$\varepsilon = K \int J^2 dt.$$

Die Constante K ist eine für den Accumulator charakteristische Grösse. Die gemessene Abhängigkeit des Arbeitsverlustes von k stimmt quantitativ mit obiger Formel, die Abhängigkeit von J ebenfalls soweit es die Genauigkeit der vorliegenden Messungen zu prüfen gestattet, doch ist eine exactere Prüfung noch erforderlich.

6. Der Concentrationsausgleich der Säure in der Electrodensubstanz geschieht vorzugsweise nicht durch Diffusion, sondern durch locale Concentrationsströme; die metallische Leitfähigkeit der activen Masse ist daher für jeden Accumulator eine nothwendige Bedingung.

Göttingen, Institut für Electrochemie.

(Eingegangen 23. Mai 1898.)

14. *Bemerkungen über den inneren Widerstand der Normalelemente; von Ignaz Klemenčič.*

Nach den neueren Untersuchungen der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt in Charlottenburg ist es möglich, das Clark- oder Weston-Normalelement mit einer Genauigkeit von 0,01 Proc. zu reproduciren. Der Werth der Normalelemente, welche ja schon seit den Untersuchungen Lord Rayleigh's in vielen Laboratorien verwendet wurden, ist hierdurch noch grösser geworden. In der That kann man jetzt mit Hülfe eines Normalelementes und der ausgezeichneten Manganinwiderstände manche Aichung in der einfachsten Weise vornehmen.

Bei den Beobachtungen über Normalelemente war naturgemäss die ganze Aufmerksamkeit der Physiker auf die electromotorische Kraft und auf jene Punkte gerichtet, welche man beachten muss, falls man die oben erwähnte Genauigkeit der Reproduction erreichen will. Der innere Widerstand kam dabei nicht in Betracht und ich finde auch in der Literatur nur selten eine Erwähnung desselben.

Es ist ja richtig, dass der innere Widerstand eines Normalelementes nur eine secundäre Bedeutung hat; aber er ist doch für die grössere oder geringere Brauchbarkeit eines Elementes massgebend. In vielen Fällen lässt sich z. B. eine Galvanometeraichung direct in der Weise ausführen, dass man das Galvanometer durch einen passenden Widerstand von bekannter Höhe und durch ein Normalelement schliesst. Hierbei spricht der Widerstand des Galvanometers und des Elementes mit. Der Widerstand des Galvanometers wird in allen solchen Fällen nur als ein kleines Correctionsglied in die Rechnung einzuführen sein. Das Verfahren wird sich jedoch nur dann anwenden lassen, wenn der Widerstand des Elementes sehr klein oder geradezu verschwindend ist gegen den Hauptwiderstand.[1]) Es giebt natürlich noch viele Fälle, wo ein kleiner

1) Dieser müsste ja in allen solchen Fällen etwa 30000 Ω oder noch mehr betragen.

innerer Widerstand von grossem Vortheile ist. Sehr oft würde man sich aber auch mit einem etwas grösseren inneren Widerstande befreunden, wenn er nur constant wäre; doch da spielt wieder die Temperatur mit, welche den Widerstand des Elementes sehr stark beeinflusst, sodass auch in solchen Fällen Elemente mit kleinem Widerstand vorzuziehen sind.

Allerdings könnte man oft zu ähnlichen Messungen einen Accumulator verwenden, den man vorher mit einem Normalelement verglichen hat; doch das wäre schon umständlich. Uebrigens ist ja auch beim Vergleich der electromotorischen Kräfte der innere Widerstand von Bedeutung, sofern man diesen Vergleich galvanometrisch ausführt.

Im 28. Bande (Jahrg. 1896/97) der Berichte des naturwissenschaftlich med. Vereines in Innsbruck habe ich bereits auf die hier erwähnten Punkte aufmerksam gemacht und zugleich einige Daten über den inneren Widerstand mehrerer Clark'scher Elemente und dessen Abhängigkeit von der Temperatur gegeben. Hier habe ich auch eine sehr einfache Methode zur Bestimmung des inneren Widerstandes beschrieben. Die Messungen bezogen sich theils auf die englische Form der Elemente, theils auf die von der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt neuerdings eingeführte Rayleigh'sche H-Form. Für Elemente der englischen Form mit einem Durchmesser des Rohres von circa 2 cm ergaben sich Widerstandswerthe von 80 bis 100 Ω. Elemente mit weiteren Röhren hatten 30 bis 40 Ω und vor nicht langer Zeit construirte ich ein

	Widerstand in Ω:	
Temp.	Methode A	B
20,8°	8620	8350
11,0°	30800	29300

Der innere Widerstand dieses Elementes ist nicht nur ausserordentlich gross, sondern er zeigt auch eine anomale Abhängigkeit von der Temperatur. Die Ursache dieser grossen Widerstände ist schon in der Reichsanstalt erkannt worden; sie liegt in Gasschichten, welche die Zinksulfatkrystalle heben. Bei den oben angeführten Zahlen ist nun der Umstand merkwürdig, dass der innere Widerstand, der in diesem Falle hauptsächlich durch Gasschichten bedingt wäre, bei niederen Temperaturen grösser ist als bei hohen. Wie aus dem neuesten Bericht über die Thätigkeit der Reichsanstalt hervorgeht, wird jetzt dieser Uebelstand durch Erwärmen des Elementes beseitigt. [1])

Die Untersuchungen der Reichsanstalt haben gezeigt, dass sich die englische Form der Normalelemente nicht mit jener Genauigkeit reproduciren lasse wie die H-Form. Hinsichtlich des inneren Widerstandes wird jedoch die englische Form vortheilhafter sein. Ein kleiner Vorzug dieser Form liegt auch darin, dass man diese Elemente in ein Wasserbad geben kann, während die H-Elemente ein Bad aus einer isolirenden Flüssigkeit erfordern. Es wäre daher sehr zu wünschen, dass es gelingen würde auch bei der englischen Form eine grössere Genauigkeit in der Reproduction zu erreichen.

Im allgemeinen scheint jedoch der innere Widerstand der Normalelemente selbst bei gleicher Temperatur nicht ganz constant zu sein, wie dies aus meinen eigenen Untersuchungen (l. c.) und aus einer Bemerkung im letzten Bericht über die Thätigkeit der Reichsanstalt hervorgeht. Mit Rücksicht auf die nicht unbedeutende Rolle, welche der innere Widerstand der Normalelemente bei den Messungen spielt, wird es daher nothwendig sein, die Elemente auch in dieser Richtung zu studiren und insbesondere den Einfluss der Temperatur zu erforschen. In erster Linie wird der Einfluss wohl ungefähr

1) Aus diesem Bericht geht auch hervor, dass man in der Reichsanstalt auch Westonelemente mit kleinem inneren Widerstande von 50 Ohm construirt.

so sein wie bei einer conc. Zinksulfatlösung und dies haben ungefähr meine Beobachtungen ergeben; allein es kann da vielleicht auch irgend ein anderer Umstand maassgebend sein, sodass der Temperatureinfluss bei verschieden construirten Elementen auch etwas verschieden ist.

In neuerer Zeit werden Normalelemente von verschiedenen Firmen erzeugt und in den Handel gebracht. Die betreffenden Verfertiger sollten bestrebt sein, den inneren Widerstand der Elemente möglichst klein zu machen und dann sollten sie den Werth desselben bei einer bestimmten Temperatur am Gehäuse des Elementes ersichtlich machen. Für viele Fälle würde es ja ausreichen, wenn der angegebene Werth nur wenigstens auf 5 Proc. richtig wäre.

Physikalisches Institut. Universität Innsbruck, Juni 1898.

(Eingegangen 8. Juni 1898.)

15. *Zur Frage nach der „absoluten" Temperatur; von O. Wiedeburg.*

In seiner Erwiderung gegen Hrn. Auerbach erwähnt Hr. Schreber[1]) auch eine gelegentliche Bemerkung von mir[2]) des Inhaltes, dass, wenn man unter „Wärmemenge" eine Quantitäts-, nicht eine Energiegrösse verstehe, dann der jetzt sogenannten absoluten (thermodynamischen) Temperaturscala die Eigenschaft zukomme, dass die Wärmeeinheit bei ihrem „Fall" um einen Grad in jedem Theil der Scala, unabhängig von der Natur des arbeitenden Körpers, dieselbe Arbeitsmenge liefere; Hr. Schreber sieht darin nichts als eine Probe auf die Richtigkeit meiner Rechnung, da ich ja zunächst „die Entropie mit Hülfe der thermodynamischen Scala definirt" habe. Nach meiner Meinung liegt die Sache so: Versteht man unter dem, was Carnot eine „fallende Wärmemenge" nennt, gerade so gut eine Quantitätsgrösse (Ξ), wie das eine fallende Wasser- bez. Electricitätsmenge ist, so kommt man *durch diese Analogie* darauf, für den Arbeitsgewinn A in einem Carnot'schen Kreisprocess zwischen den Temperaturen ϑ_1 und ϑ_2 die Gleichung anzusetzen:

$$\frac{A}{\Xi} = \vartheta_1 - \vartheta_2 ,$$

wonach die Temperaturscala ϑ die oben erwähnte, von Thomson für eine „absolute" Scala als charakteristisch angesehene Eigenschaft besitzt. Führt man nun neben Ξ noch eine thermische Energiegrösse $Q = \vartheta\, \Xi$ ein, so erhält man die Gleichung

$$\frac{Q_1}{Q_2} = \frac{\vartheta_1}{\vartheta_2} ,$$

auf Grund deren man die „thermodynamische" Scala definirt, die also als „absolute" bezeichnet werden kann. Darauf wollte ich hinweisen.

Es ist meiner Ansicht nach viel wichtiger, sich zunächst einmal klar zu werden, was man unter „Wärmemenge" ver-

1) K. Schreber, Wied. Ann. **65**. p. 654. 1898.
2) O. Wiedeburg, Wied. Ann. **64**. p. 530 Anm. 1898.

stehen will, bez. ob denn zwischen der alten Fluidum- und der neuen Energietheorie keine andere Vereinigung möglich ist, als indem man die früher durch das Fluidum repräsentirte Grösse mit der neuen Energiegrösse identificirt, den abstracten Begriff der Entropie mit seinen Absonderlichkeiten einführt und die Wärme in jeder Beziehung in eine Sonderstellung gegenüber den anderen Energieformen hineinzwängt. Ich meine, dass in der von mir vorgeschlagenen Weise eine befriedigende Verschmelzung der alten und neuen Anschauungen möglich ist vermittelst Begriffen, die durch ihre völlige Analogie mit den auf anderen Gebieten gebrauchten sich leicht veranschaulichen. Die Frage nach der angemessensten Definition der Temperaturscala regelt sich dann ganz von selbst nach dem Gesichtspunkte, dass jene Analogie streng durchgeführt wird.

Leipzig, 7. Juli 1898.

(Eingegangen 16. Juli 1898.)

16. *Nachtrag zu meinem Aufsatze: Ueber das dielectrische Verhalten von Eis*[1]*:* von *Richard Abegg.*

In meinem citirten Aufsatze finden sich einige Angaben darüber, dass Messungen mit dem Nernst'schen dielectrischen Apparate sehr fehlerhafte Werthe ergeben können, wenn das Telephonminimum aus irgendwelchen Gründen schlecht ist.

Eine nachträgliche Prüfung hat dies als unzutreffend erwiesen, und zeigt, dass die Angaben des Nernst'schen Apparates etwa den gleichen Grad von Zuverlässigkeit besitzen, der ihnen nach der Grösse des Einstellungsfehlers zukommt, wie letzterer durch die grössere oder geringere Schärfe des Minimums bedingt ist.

Es erscheint wünschenswerth, diese Prüfung im Interesse der Nernst'schen Methode kurz mitzutheilen:

Ein Platincondensator mit Nitrobenzol als Dielectricum ergab bei Nebenschaltung zu dem Messcondensator eine Glastafelverschiebung, die bei *guter Widerstandscompensation* und schärfstmöglichem Minimum

$$95{,}73 \pm 0{,}15 \text{ mm}^{2})$$

nach 11 Paar Ablesungen betrug. Der mittlere Einstellungsfehler der Verschiebung war 0,55 mm.

Bei einer folgenden Reihe von Ablesungen wurde die *Widerstandscompensation unvollkommen* gelassen, wobei 17 Beobachtungen für die Verschiebung

$$95{,}30 \pm 0{,}40 \text{ mm}$$

ergaben. Die einzelne Beobachtung ist hier entsprechend dem unscharfen Minimum mit einem mittleren Fehler von $\pm$ 1,64 mm behaftet. Man erkennt, dass letztere Bestimmung

1) Abegg, Wied. Ann. **65.** p. 229. 1898.

2) Die Einstellung war infolge feuchter Luft nicht so scharf wie unter normalen Verhältnissen, daher der für den Apparat abnorm hohe Einstellungsfehler.

mit schlechtem Minimum trotz der dreifachen Unsicherheit der Einstellung innerhalb der Fehler das gleiche Resultat liefert.

Von grösserer Wichtigkeit war die Feststellung des Einflusses der Polarisation, die nach meinen citirten Ausführungen wesentlich die Minimumsverschlechterung bewirkt, welche man bei Eis als Dielectricum beobachtet. Obwohl diese Frage bereits von Nernst[1]) theoretisch und experimentell erörtert worden ist, seien zum Vergleiche mit den vorigen Zahlen noch folgende mitgetheilt, die mit dem gleichen Nitrobenzolcondensator erhalten wurden, nur mit Einschaltung einer Polarisation (Platindraht in bestleitender Schwefelsäure in Platintiegel) hinter einen Widerstandscompensator im Nebenschlusse eines der Messcondensatoren. So ergab sich aus 13 Beobachtungen die Verschiebung des Messcondensators zu

$$94{,}43 \pm 0{,}52 \text{ mm}$$

mit einer mittleren Unsicherheit von 1,88 mm für die einzelne Beobachtung. Diese letztere ist annähernd der bei schlechter Widerstandscompensation gefundenen gleich; das Minimum war von etwa derselben Unschärfe wie bei jener und zeigte die von Nernst als Kriterium der Polarisation erkannte Verschiedenheit der Klangfarbe zu beiden Seiten. Der für die Grösse der zu messenden Condensatorcapacität maassgebende Betrag der Verschiebung ist hier zwar merklich, aber doch nur sehr wenig gegen die richtige Grösse verkleinert, also

zur Aichung mit einem Ebonitmantel umkleidet, der möglichst die Dimensionen des nur schwierig genau zu messenden Eismantels besass, und die beim Eiscondensator aus Quecksilber bestehende äussere Belegung wurde für Ebonit und Luft als Dielectrica durch eine um das Ebonit gepresste Stanniolpackung ersetzt, die auch weniger dicht als das Quecksilber angelegen haben mag. Es dürfte sich nicht verlohnen, die einzelnen Fehlerquellen meiner citirten Beobachtung eingehend zu erwägen, da dieselbe nach dem Vorhergehenden sicher durch andere Fehlerquellen als die geringen der Nernst'schen Methode [1]) so gefälscht ist. Das Wesentliche der Beobachtung beruht ja ohnehin in dem von diesen Fehlern nicht berührten Nachweise der Polarisation durch das schlechte Minimum.

Es muss demnach im Gegensatze zu meiner dort ausgesprochenen Behauptung betont werden, dass selbst ein schlechtes Minimum im Nernst'schen Apparate wenigstens zu annähernden Messungen der Dielectricitätsconstanten noch brauchbar ist. Im Hinblick auf das dielectrische Verhalten des Eises muss nur hervorgehoben werden, dass durch die Ausbildung leitender Canäle die wahre Capacität eines Eiscondensators gegen die durch Aichung feststellbare normale Capacität des Condensatorgefässes erheblich erhöht werden kann, und so bei Annahme dieser letzteren viel zu grosse Werthe der betreffenden Dielectricitätsconstanten sich ergeben müssen. Dies fällt natürlich der Nernst'schen Methode nicht zur Last.

Göttingen, im Juni 1898.

1) Dieselben sind ausser von Nernst selbst (l. c.) noch von M. Wien, Wied. Ann. **58**. p. 66. 1896 erörtert worden.

(Eingegangen 10. Juli 1898.)

17. *Ueber Quecksilber-Zink- und Quecksilber-Cadmiumelemente als Spannungsnormale;* *von W. Jaeger und K. Kahle.*[1])

(Mitgetheilt aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.)

Im Laufe der letzten Jahre haben die Normalelemente für grundlegende electrische Messungen in der Technik wie in der Wissenschaft eine immer höhere Bedeutung gewonnen. Wenn man auch in letzter Linie auf das Silbervoltameter zurückgreifen muss, durch das die Einheit der Stromstärke und indirect auch die der Spannung gesetzlich definirt ist, so bieten die Normalelemente doch ein so bequemes und sicheres Mittel, diese Einheit festzuhalten, dass man nur in den seltensten Fällen das Silbervoltameter direct benutzen wird. Für die silbervoltametrische Strommessung wird es besonderer Vorschriften bedürfen, um bei grosser Sorgfalt eine Sicherheit von 0,0001 zu erreichen, die mit Normalelementen leichter erhalten werden kann.

Als Normalelemente sind zu den Clarkelementen neuerdings die von Hrn. Weston angegebenen Cadmiumelemente als gleichwerthig hinzugekommen.

Durch Benutzung beider Arten von Elementen nebeneinander erhält man mehr als die doppelte Sicherheit, weil

Hülfe des Silbervoltameters bestimmt werden. Wir theilen hier die bisher vorliegenden Messungen zusammenhängend mit, bezüglich der bereits veröffentlichten Resultate uns auf das Wesentlichste beschränkend. [1])

1. Herstellung der Elemente.

Clarkelemente.

Einwurfsfreie Elemente lassen sich nur herstellen, wenn die gesammte Oberfläche der Electroden für alle Temperaturen von einer concentrirten (neutralen) Lösung des Electrolyten umgeben ist. Diese Bedingungen lassen sich bei verschiedenen Formen von Elementen erfüllen, von denen hier aber nur die von Lord Rayleigh angegebene **H**-Form benutzt wird. [2]) Die für die Herstellung dieser Elemente wesentlichsten Punkte sollen hier kurz zusammengefasst werden; in Betreff der Einzelheiten sei auf die speciellen Veröffentlichungen verwiesen.

Der *negative* Pol des Elementes besteht aus 10—15 proc. Zinkamalgam, das wegen seiner homogenen Beschaffenheit electrisch gut definirt ist. Ueber dem Amalgam befindet sich eine Schicht zerkleinerter Krystalle von Zinksulfat. Der *positive* Pol wird von metallischem Quecksilber gebildet; darüber befindet sich eine Schicht einer breiartigen Paste, die hergestellt wird durch Zusammenreiben von Quecksilberoxydulsulfat (Hg_2SO_4), etwas metallischem Quecksilber und Zinksulfatkrystallen mit einer concentrirten Lösung von Zinksulfat. Der übrige Theil des Gefässes wird mit gesättigter Zinksulfatlösung gefüllt.

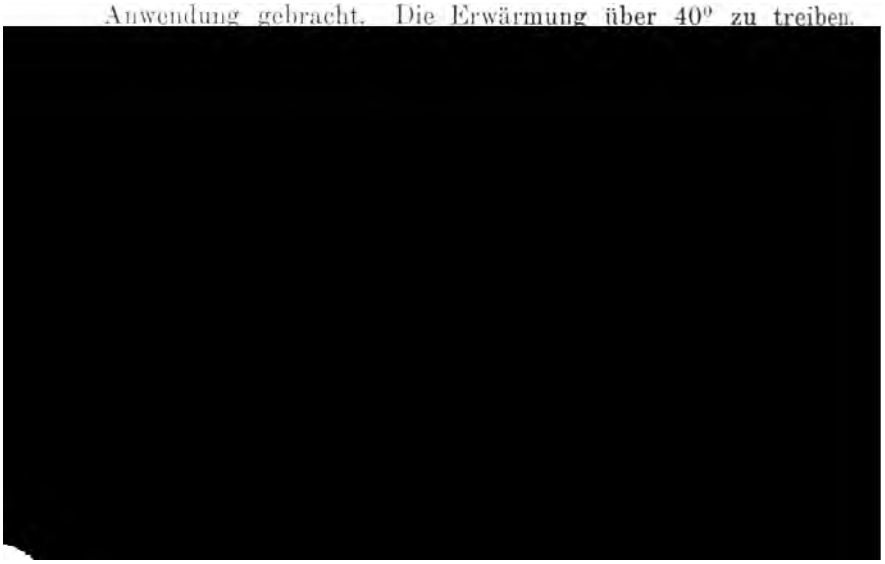
Soll das Element versandfähig sein, so tritt an Stelle des Quecksilbers eine amalgamirte Platinelectrode und an Stelle der Zinksulfatlösung die obige Paste. Bei Anwendung

1) Vgl. die bisherigen Veröffentlichungen über diesen Gegenstand, in denen sich auch Literaturangaben finden. St. Lindeck u. K. Kahle, Zeitschr. f. Instrumentenk. **12.** p. 117. 1892; **13.** p. 191 u. 293. 1893; Wied. Ann. **51.** p. 174 u. 203. 1894; **64.** p. 92. 1898; W. Jaeger u. R. Wachsmuth, Electrotechn. Zeitschr. **15.** p. 507. 1894; Wied. Ann. **59.** p. 575. 1896; W. Jaeger, Electrotechn. Zeitschr. **18.** p. 647. 1897; Wied. Ann. **63.** p. 354. 1897.

2) Ueber Formen von Clarkelementen für den technischen Gebrauch vgl. K. Feussner, Samml. electr. Vortr. Hrsg. v. Voigt, Stuttgart, F. Enke **1.** p. 134.

der Chemikalien ist hauptsächlich darauf zu achten, dass das Quecksilber nicht durch positivere Metalle verunreinigt ist und dass besonders das Zinksulfat keine Spur freier Säure enthält (Prüfung mit Congoroth). Geringe Verunreinigungen des Zinks sind im Amalgam ohne Einfluss; beim Merkurosulfat werden etwaige Spuren von Oxydsalz oder freier Säure durch die Herstellungsweise der Paste unschädlich gemacht.

In beiden Schenkeln des Elementes müssen sich soviel Krystalle von Zinksulfat befinden, dass sie auch bei den höchsten Temperaturen, die erreicht werden, noch im Ueberschuss vorhanden sind. Wenn die Elemente älter sind, backen die Krystalle oft fest zusammen, sodass unter Umständen der Widerstand der Elemente steigt und ausserdem ihre electromotorische Kraft den Temperaturschwankungen nicht mehr so rasch folgen kann. Auch ist in solchen Fällen ein Hochheben der Krystallschicht durch Gasentwickelung am negativen Pol bemerkt worden, die eine vollständige Trennung des Zinkamalgams vom Electrolyten herbeiführen kann. Dieser Uebelstand lässt sich meist dadurch beseitigen, dass man das Element längere Zeit auf etwa 40° erwärmt. Dadurch werden die Krystalle gelockert, sodass wieder Flüssigkeit zwischen sie eintritt und etwa angesammelte Gase entweichen können. Um sicher zu sein, dass auch die älteren Elemente der Temperatur gut folgen, haben wir dies Verfahren, welches sich gut bewährte, in letzter Zeit für genaue Messungen öfter in Anwendung gebracht. Die Erwärmung über 40° zu treiben,



lichkeit des Cadmiumsulfats sich mit der Temperatur nur sehr wenig ändert, so muss man besonders darauf achten, eine wirklich concentrirte Lösung zu erhalten, was durch längeres Stehenlassen und öfteres Schütteln zu erreichen ist. Ein Abheben der Krystalle von dem Amalgam durch Gasentwickelung ist bis jetzt nicht beobachtet worden. Die Lösung des Cadmiumsulfats darf nicht über 70° erwärmt werden, da sich sonst ein anderes Hydrat bildet.

2. Constanz und Reproducirbarkeit.

Um ein Urtheil über die Constanz und Reproducirbarkeit zu gewinnen, wurden von Zeit zu Zeit Vergleichungen zwischen älteren und neueren Elementen vorgenommen.

Die Methode, nach welcher Elemente derselben Art verglichen wurden, ist schon näher mitgetheilt.[1]) Die zu vergleichenden Elemente wurden darnach gegeneinander geschaltet und die geringe Differenz der electromotorischen Kraft mittels einer Compensationsbrücke gemessen, bei welcher 2 mm Drahtlänge etwa 0,01 Millivolt entsprach. Ausser den neuen noch nicht veröffentlichten Vergleichungen sollen auch einige der älteren auszugsweise mitgetheilt werden, um ein übersichtliches Bild von der Constanz und Reproducirbarkeit der Elemente für eine längere Zeitperiode zu geben.

Tabelle I.

Vergleichung der Clarkelemente zu verschiedenen Zeiten.

Element Nr.	Datum der Zusammensetzung	Abweichung vom Mittelwerth in 0,01 Millivolt			
		Anfang 1892 [2])	Februar 1894	November 1897	
				14. u. 15.	26. u. 27.
4	Nov. 1891	+ 3	10		
6	„	+ 5	—	1	— 5
7	„	+ 5		— 3	10
27	Jan. 1892	— 1	+ 4		
28	„	— 2	+ 4	7	— 11
30	„	— 2	+ 7		—
52	Mai 1892	+ 3	+ 9		
53	„	+ 1	6	0	— 5

1) Vgl. K. Kahle, Wied. Ann. **51.** p. 176. 1894.

2) K. Kahle, Zeitschr. f. Instrumentenk. **13.** p. 297. 1893; Wied. Ann. **51.** p. 180. 1894.

Element Nr.	Datum der Zusammensetzung	Abweichung vom Mittelwerth in 0,01 Millivolt			
		Anfang 1892	Februar 1894	November 1897	
				14. u. 15.	26. u. 27.
54	Mai 1892	+ 3	+ 7	+ 3	— 2
55	„	+ 4	+ 8	—	—
60	Juli 1892	+ 1	+ 2	— 5	— 3
61	„	— 3	+ 3	0	— 5
62	„	0	—	— 1	— 4
63	„	— 2	0	—	—
65	Febr. 1893	— 2	— 7	—	—
67	„	+ 1	— 7	—	—
69	„	+ 10	+ 3	—	—
70	„	+ 8	— 4	— 1	— 5
71	„	— 4	— 10	—	—
72	„	+ 1	— 14	—	—
110	„	—	—	—	+ 7
111	„	—	—	—	+ 1
112	„	—	—	—	+ 9
120	Aug. 1897	—	—	+ 4	+ 7
121	„	—	—	+ 3	+ 7
122	„	—	—	+ 4	+ 11
123	„	—	—	+ 3	+ 5

Man sieht aus Tab. I, dass die Abweichungen von Clarkelementen, deren Herstellungszeit bis zu sechs Jahren auseinander liegt, nicht mehr als 0,1 Millivolt vom Mittelwerth betragen; es scheint, dass die neu hergestellten Elemente an-

Element Nr.	Datum der Zusammensetzung	Abweichung vom Mittelwerth in 0,01 Millivolt			
		Juli 1894	Januar 1895	März 1896	November 1897
313	April 1894	+ 2	0	0	+ 1
314	„	+ 3	— 3	— 5	0
315	„	+ 4	— 3	— 3	+ 2
316	„	+ 2	+ 2	— 1	0
317	„	+ 2	— 5	— 1	0
319	„	+ 8	0	— 1	— 4
321	„	0	— 2	— 3	+ 10
323	„	+ 1	— 7	— 2	— 4
324	„	0	— 5	— 6	— 7
328	Mai 1894	+ 4	—	0	+ 10
330	„	+ 1	+ 2	+ 1	+ 3
(330)	„	—	— 1	+ 1	— 8
331	„	+ 2	— 6	+ 7	+ 7
333	„	— 5	5	— 1	— 4
340	„	—	— 9	— 3	— 6
341	„	—	—	0	— 4
345	Juni 1894	— 7	— 8	— 7	+ 3
352	„	— 3	+ 2	— 2	— 4
353	„	— 3	— 3	+ 1	— 17
354	„	— 7	— 4	— 10	+ 3
355	„	+ 6	+ 7	+ 1	+ 6
359	„	— 14	0	+ 1	+ 1
360	Juli 1894	— 18	+ 2	— 2	— 12
361	„	+ 12	+ 8	— 3	+ 15
363	„	— 13	— 1	+ 3	— 4
364	„	+ 8	— 9	— 7	+ 3
365	„	+ 10	— 5	— 7	+ 3
366	„	—	— 2	0	+ 3
368	Dec. 1894	—	+ 13	—	—
369	„	—	+ 18	+ 14	— 8
370	„	—	+ 7	+ 3	+ 11
371	„	—	+ 10	0	—
372	April 1896	—	—	+ 11	—
373	„	—	—	+ 13	—
374	„	—	—	+ 10	—
375	„	—	—	+ 12	—
376	„	—	—	+ 1	—
377	„		—	— 5	—
378	„	—	—	— 5	—

3. Verhältniss der Spannungen beider Arten von Elementen.

Die Vergleichung der beiden Arten von Elementen untereinander wurde mit Hülfe eines Feussner'schen Compensationsapparates ausgeführt, dessen Widerstände öfters verglichen wurden. Bei constanter Stromstärke wurde derjenige Widerstand bestimmt, durch dessen Endspannung die electromotorische Kraft der betreffenden Elemente compensirt war. Nach Wiederholung der ersten Messung am Schlusse einer Beobachtungsreihe wurden etwaige geringe Aenderungen der Stromstärke, die höchstens einige Hunderttausendstel betrugen, durch Interpolation in Rechnung gesetzt. Die Stromstärke wählte man der grösseren Genauigkeit wegen so, dass innerhalb der Grenzen des Apparates möglichst hohe Widerstände erhalten wurden. Um verschiedene Versuchsbedingungen zu schaffen, wurden auch zum Theil mehrere Elemente derselben Sorte hintereinander geschaltet (so z. B. 5 Cadmium- bez. 3 Clarkelemente oder 7 Cadmium- bez. 5 Clarkelemente), sodass die Summe der Spannungen für beide Sorten von Elementen annähernd gleiche Grösse hatte. Die Cadmiumelemente befanden sich dabei stets bei Zimmertemperatur, die Clarkelemente sowohl bei dieser als auch bei 0°.

Für die Beurtheilung der Constanz des Verhältnisses der Elemente ist bei den Clarkelementen das Hauptgewicht auf die Messungen bei 0° zu legen; die Messungen bei Zimmer-

[redacted]

Angabe des Beobachtungsmaterials veröffentlicht worden. An den dort mitgetheilten Zahlen sind noch kleine, damals unberücksichtigt gebliebene Correctionen anzubringen wegen der Abweichungen der einzelnen Elemente vom Mittelwerthe. Bei dem Verhältniss Clark 0°/Cadm. 20° ist der Zähler um ungefähr $^1/_{20000}$ zu vergrössern und der Nenner um denselben Betrag zu verkleinern; bei dem Verhältniss Clark 15°/Cadm. 20° muss der Zähler um etwa $^1/_{10000}$ vergrössert, der Nenner um denselben Betrag verkleinert werden. Man erhält deshalb als corrigirte Zahlen

$$\text{März 1896} \quad \begin{matrix}\text{Clark} & 0^\circ \\ \text{Cadmium} & 20^\circ\end{matrix} = 1{,}4227$$

$$\begin{matrix}\text{Clark} & 0^\circ \\ \text{Cadmium} & 20^\circ\end{matrix} = 1{,}4066$$

und hieraus

$$\text{Clark } 0^\circ - \text{Clark } 15^\circ = 0{,}0164 \text{ int. Volt.}$$

b) Bei den Vergleichungen im December 1896 und Januar 1897 sind die Elemente nur einzeln, nicht in Gruppen gemessen worden. In der folgenden Tab. III sind die beobachteten Widerstände des Compensationsapparates und die zugehörigen Temperaturen der Elemente angegeben, sowie die daraus abgeleiteten Verhältnisszahlen. Für die Bildung dieser Verhältnisszahlen ist noch folgendes zu berücksichtigen.

Die Reductionen der Elemente auf den Mittelwerth sind den Tab. I (Nov. 1897) und II (März 1896) zu entnehmen; die für die Temperatur anzubringenden Correctionen ergeben sich aus den Formeln für die Temperaturcoefficienten auf p. 941 u. 942.

Tabelle III.

	Datum	Element Nr.	Temp.	Widerstand [1]) Ohm	Verhältniss
1.	5. Dec. 1896	Clark 53	16,5°	7157,0	
		Cadm. 370	18,5	5095,0	Clark 15° / Cadm. 20° = 1,40665
		„ 368	18,5	5095,0	

1) An den beobachteten Widerständen ist als Correction anzubringen

bei 5095 Ohm + 0,1 Ohm

„ 7157 „ 0,6 „

„ 7248 „ 0,6 „

	Datum	Element Nr.	Temp.	Widerstand Ohm	Verhältniss
2.	8. Jan. 1897	Cadm. 370	18,1°	5095,0	$\frac{\text{Clark } 0°}{\text{Cadm. } 20°} = 1{,}42280$
		Clark 28	0	7248,0	
3.	9. Jan. 1897	Cadm. 370	13,9	5095,0	
		„ 312	13,9	5094,5	$\frac{\text{Clark } 0°}{\text{Cadm. } 20°} = 1{,}42273$
		Clark 28	0	7246,5	
		„ 70	0	7247,0	
		„ 112	0	7247,8	
4.	„	Clark 53	14.03	7170,5	$\frac{\text{Clark } 15°}{\text{Cadm. } 20°} = 1{,}40676$
		„ 111	14,03	7171,7	
		Cadm. 370	14,5	5095,0	
5.	„	Cadm. 370	16,9	5095,0	
		Clark 70	0	7247,8	
		„ 28	0	7247,6	
		„ 112	0	7248,7	$\frac{\text{Clark } 0°}{\text{Cadm. } 20°} = 1{,}4227$
		Cadm. 370	16,9	5095,0	
		Clark 112	0	7248,9	
		„ 28	0	7247,6	
		„ 70	0	7247,9	
		Cadm. 370	17,0	5095,0	
6.	„	Clark 53	17,10	7154,5	
		„ 111	17,10	7155,0	
		Cadm. 370	16,9	5095,0	$\frac{\text{Clark } 15°}{\text{Cadm. } 20°} = 1{,}40686$
		Clark 111	17,0	7155,1	
		„ 53	17,0	7154,5	
		[illegible]	[illegible]	[illegible]	

[redacted]

ebenso auch die Cadmiumelemente (Tab. II). Um bei der Bestimmung der Verhältnisse der Elemente eine noch grössere Sicherheit zu erzielen, wurden die Beobachtungen nach folgendem Schema angestellt:

A. Einzelne Elemente.

a = Cadm. 20°	d = Clark 15° — Cadm. 20°
b = Clark 15	e = „ 0 — „ 20
c = „ 0	f = „ 0 — Clark 15

Durch Ausgleichung nach der Methode der kleinsten Quadrate folgt daraus

$$\text{Clark } 15^0 = \tfrac{1}{4}(a + 2b + c + d - f)$$

$$\text{Clark } 0^0 = \tfrac{1}{4}(a + b - 2c + e + f)$$

$$\text{Cadm. } 20^0 = \tfrac{1}{4}(2a + b + c - d - e).$$

B. Elementengruppen.

g = 3 (Clark 0°)
h = 4 (Cadm. 20°)
i = 3 (Clark 0°) — 4 (Cadm. 20°),

woraus sich ergiebt

$$\text{Clark } 0^0 = \tfrac{1}{9}(2g + h + i)$$

$$\text{Cadm. } 20^0 = \tfrac{1}{12}(g + 2h - i).$$

Auf diese Weise werden etwaige Beobachtungsfehler noch verringert und man erhält eine directe Bestimmung der wichtigen Differenz Clark 0° — Clark 15°. Es hat sich jedoch herausgestellt, dass die reducirten Beobachtungszahlen bis auf eine Einheit der letzten angegebenen Stelle, d. h. auf etwa zwei Hunderttausendstel, stets richtig waren, sodass man bei der Mittelbildung den ausgeglichenen Zahlen kein grösseres Gewicht beizulegen braucht. Die bei diesen Messungen benutzten Clarkelemente sind in zwei Gruppen getheilt, von denen die eine sich bei einer ersten Messungsreihe auf 0°, die andere auf 15° befand; bei der zweiten Reihe war die Anordnung umgekehrt. f sind die übrigbleibenden Fehler.

In den Tab. IVa und IVb sind wieder die directen Beobachtungen [1]) angegeben. Etwaige Schwankungen der Stromstärke, die sich aus den ungleichen Widerständen für dasselbe Cadmiumelement bei gleichbleibender Temperatur ergeben, sind, soweit nöthig, über die dazwischenliegenden Messungen vertheilt. Die hieraus entspringenden Correctionen betragen aber höchstens einige Hunderttausendstel. Bei den zur Ausgleichung benutzten Zahlen sind die übrigbleibenden Fehler V in $^1/_{10}$ Ohm aufgeführt.

Tabelle IVa.

Messungsreihe I.

	Element Nr.	Temperatur	Widerstand Ohm	V
	16. November 1897.			
1	Cadm. 312	17,3°	5095,0	—
2	Clark 121	0	7249,7	—
3	„ 7	0	7249,1	+ 2
4	Cadm. 312	17,2	5095,0	—
5	Clark 120	16,60	7158,0	—
6	„ 122	16,60	7157,6	—
7	„ 62	16,60	7157,2	—
8	„ 6	16,60	7157,3	— 1
9	Cadm. 312	17,6	5094,8	—
10	„ 316	17,6	5095,0	—
11	„ 310	17,6	5094,7	— 1
12	Clark 7 „ 62	0 16,60	92,0	— 1

	Element Nr.	Temperatur	Widerstand Ohm	V
19	Clark 6	15,72°	7162,4	—
20	Cadm. 312	16,9	5095,0	—
21	Clark 7	0	7248,8	—
22	„ 60	0	7248,4	—
23	Cadm. 312	17,0	5095,0	—
24	„ 316	17,0	5095,2	—
25	„ 340	17,0	5095,1	—
	19. November 1897.			
26	Cadm. 312	17,4	5095,0	— 1
27	Clark 7	0	7248,4	0
28	„ 60	0	7248,5	—
29	„ 131	0	7249,4	
30	Cadm. 212	17,4	5094,9	—
31	Clark 122	15,94	7161,4	—
32	„ 62	15,94	7160,8	—
33	„ 6	15,94	7161,0	0
34	Cadm. 312	17,5	5095,0	— 1
35	Clark 7 – Cadm. 312	0 17,5	2152,5	— 1
36	Clark 6 – Cadm. 312	15,95 17,5	2066,0	0
37	„ 312	17,5	5095,0	— 1
38	Clark 7 — „ 6	0 15,99	87,6	+ 1
39	Cadm. 312	17,6	5094,9	—
40	„ 316	17,6	5095,2	—
41	„ 340	17,6	5095,1	—
42	„ 333	17,6	5094,9	—
43	„ (312 + 316 + 340 + 333)	17,8	8152,5	0
44	Clark (7 + 60 + 121)	0	8698,6	0
45	Cadm. (312 + 316 + 340 + 333)	17,8	8152,6	0
46	Cadm. 312	17,8	5095,0	—
47	Clark (7 + 60 + 121) Cadm. (312 + 316 + 340 + 333	0 17,8	1365,1	+ 1

Tabelle IVb.

Messungsreihe II.

	Element Nr.	Temperatur	Widerstand Ohm	*V*
	23. November 1897			
1	Cadm. 312	17,1°	5095,0	— 2
2	Clark 62	0	7249,0	—
3	„ 122	0	7249,5	—
4	„ 6	0	7248,5	+ 2
5	Cadm. 312	17,1	5059,0	—
6	Clark 7	16,10	7159,9	0
7	„ 121	16,10	7160,7	—
8	„ 60	16,10	7160,5	—
9	Cadm. 312	17,2	5095,0	—
10	„ 316	17,2	5095,1	—
11	„ 340	17,2	5095,2	—
12	„ 333	17,2	5095,0	—
13	Clark 7 / — Cadm. 312	16,10 / 17,20	2065,1	— 1
14	Clark 6 / — Cadm. 312	0 / 17,25	2154,1	— 1
15	„ 312	17,3	5094,9	—
16	Clark 6 / — „ 7	0 / 16,10	89,0	— 1
17	Clark 62 + 122 + 61 / Cadm. 312	0	1366,2	0

[redacted]

	Element Nr.	Temperatur	Widerstand Ohm	*V*
25	Clark 122	0	7249,8	—
26	Cadm. 312	17,5	5095,1	—
27	Clark 7	16,10	7160,1	—
28	„ 121	16,10	7160,8	—
29	„ 60	16,10	7160,3	—
30	Cadm. 312	17,5	5095,2	—
31	„ 316	17,5	5095,3	—
32	„ 340	17,5	5095,2	
33	„ 333	17,5	5095,2	

Hieraus ergeben sich unter Berücksichtigung der oben angegebenen Reductionen die folgenden Werthe:

Tabelle V.

Datum	Clark 0° Cadm. 20°	Clark 15° Cadm. 20°	Clark 0° Clark 15°
1898	Messungsreihe I		
16. Nov.	1,42291	1,40671	0,01649
18. „	1,42279	1,40661	0,01647
19. „	1,42277	1,40661	0,01649
Mittel	1,42282	1,40664	0,01648
	Messungsreihe II		
23. Nov.	1,42278	1,40657	0,01651
24. „	1,42280	1,40655	0,01655
Mittel	1,42279	1,40656	0,01653
Hauptmittel Nov. 1897	*1,42280*	*1,40660*	*0,01650*

Wie man aus der guten Uebereinstimmung der beiden Serien sieht, hat die Vertauschung der Elemente keine systematische Abweichung hervorgerufen. Die electromotorische Kraft hat also trotz der starken Temperaturänderung den richtigen Werth angenommen. [1])

1) Bei Elementen, welche nicht so construirt sind, dass die Electroden stets von gesättigter Lösung umgeben sind, bleibt bei Temperaturschwankungen die electromotorische Kraft hinter der Temperatur zurück.

In der folgenden Tabelle sind die zu verschiedenen Zeiten gewonnenen Zahlen zusammengestellt und zu Mittelwerthen vereinigt. Hierbei erhielten aus den oben angegebenen Gründen die Messungen vom November 1897 das Gewicht 3, die vom Januar 1897 das Gewicht 2 und die vom März 1896 das Gewicht 1; die durch directe Mittelbildung gefundenen Zahlen weichen indessen von diesen nur um wenige Hunderttausendstel ab.

Tabelle VI.

Zusammenstellung der Resultate.

Datum	$\frac{\text{Clark } 0^\circ}{\text{Cadm. } 20^\circ}$	$\frac{\text{Clark } 15^\circ}{\text{Cadm. } 20^\circ}$	Clark 0° − Clark 15°
März 1896	1,4227	1,4066	0,0164 int. Volt
Jan. 1897	1,42277	1,40676	0,01631
Nov. 1897	1,42280	1,40660	0,01650
Mittel [1])	1,42277	1,40663	0,01642 int. Volt

Aus dieser Zusammenstellung geht hervor, dass die angegebenen Verhältnisszahlen wohl kaum mehr als $^1/_{10000}$ des Werthes unsicher sind.

Das hier direct bestimmte Verhältniss

$$\frac{\text{Clark } 0^\circ}{\text{Cadm. } 20^\circ} = 1{,}42277$$

wird durch die Messungen beider Elementenarten mittels des

Clark-Element: 1.4328 int. Volt bei 15° C.
Cadmium-Element: 1.0186 „ „ „ 20° C.

Der in der früheren Veröffentlichung [1]) für die Spannung des Cadmiumelementes angegebene Werth ist infolge der Annahme eines grösseren Werthes für die electromotorische Kraft des Clarkelementes und eines kleineren Werthes für das Verhältniss um $^1/_{10000}$ grösser.

4. **Temperaturcoefficienten.**

Die ursprünglich für das Clarkelement angegebene (zwischen 10 und 30° gültige) Formel des Temperaturcoefficienten [2]) genügt natürlich nicht für eine Extrapolation auf 0°; die Formel muss daher unter Berücksichtigung der direct gefundenen Differenz zwischen 0 und 15° umgerechnet werden. Das Ergebniss dieser Berechnung ist bereits im Thätigkeitsbericht der Reichsanstalt für 1896/1897 [3]) mitgetheilt. Diese Formel lautet für die electromotorische Kraft des Clarkelementes E_t unter Berücksichtigung des oben abgeleiteten Werthes bei 15° C.:

$$E_t = 1.4328 - 0.00119\,(t-15) - 0.000\,007\,(t-15)^2 \text{ int. Volt.}$$

Bei der Berechnung wurde damals für die Differenz: Clark 0° — Clark 15° eine um $^1/_{10000}$ kleinere Zahl (0.0163) angenommen, als die hier gefundene. Die Einführung des neuen Werthes (0.0164_2) liefert indessen keine anderen Constanten für die Formel, wenn man dieselben nicht auf eine Decimale weiter angeben will. Die hier erhaltenen Resultate finden eine erfreuliche Bestätigung durch die von den Herren Callendar und Barnes abgegebene Formel für den Temperaturcoefficienten des Clarkelementes. [4]) Die folgende Tabelle enthält die Differenzen $E_t - E_{15}$ nach beiden Formeln, die also innerhalb der Zehntausendstel übereinstimmen.

1) W. Jaeger u. R. Wachsmuth, Wied. Ann. **59.** p. 578. 1896.
2) K. Kahle, Wied. Ann. **51.** p. 197. 1894.
3) W. Jaeger u. K. Kahle, Zeitschr. f. Instrumenk. **17.** p. 144. 1897; vgl. auch Wied. Ann. **64.** p. 94. 1898.
4) Callendar u. Barnes, Proc. Roy. Soc. **62.** p. 132. 1897. Die Formel lautet:

$$E_t - E_{15} = 0{,}001\,200\,(t-15^\circ) - 0{,}000\,006\,2\,(t-15^\circ)^2.$$

Tabelle VII.

$E_t - E_{15}$ für das Clarkelement.
(In Volt.)

t	C. u. B.	P. T. R.
10°	$+ 0{,}0058_5$	+ 0,0058
20	$- 0{,}0061_5$	− 0,0061
30	− 0,0194	− 0,0194

Für die Differenz zwischen 0 und 15° finden Callendar und Barnes die Zahl 0,0166 int. Volt, welche nur um $^{1,3}/_{10\,000}$ der electromotorischen Kraft des Clarkelementes grösser ist, als die hier gefundene.

Die entsprechende Formel für das Cadmiumelement lautet

$$E_t = 1{,}0186 - 0{,}000\,038\,(t - 20) - 0{,}000\,000\,65\,(t - 20)^2 \text{ int. Volt.}$$

Charlottenburg, im März 1898.

(Eingegangen 15. Juni 1898.)

18. *Minimale Druck- und Temperaturschwankungen in der Atmosphäre;* von *Jul. H. West.*[1])

Während der letzten Monate habe ich mit Hülfe eines recht empfindlichen Hefner-Alteneck'schen Variometers Beobachtungen angestellt, deren Ergebniss ich mir gestatten möchte, mitzutheilen.

Der benutzte Apparat, Fig. 1, weicht in einigen Einzelheiten von der Hefner-Alteneck'schen Anordnung ab. Zunächst ist das Ausgleichsrohr *a*, welches v. Hefner-Alteneck als Spitzenrohr ausgebildet hatte, durch einen etwa 3 mm langen Pflock *h* aus Kienholz (Streichholz) am unteren Ende verschlossen; durch die Poren dieses mit Wachs eingekitteten Pflockes kann die Luft genügend schnell aus- und einströmen. Diese Anordnung ist aus zwei Gründen dem Spitzenrohr vorzuziehen; erstens sammelt sich bei feuchter Witterung, wenn der Apparat im Freien aufgestellt ist, schnell Wasser in der Spitze an und verschliesst diese; zweitens ist es, da die Spitze sehr fein sein muss, schwierig, zwei gleich weite Rohrspitzen zu erzielen; deshalb zeigen zwei nebeneinander stehende Apparate, da der Ausgleich durch die Spitze die Bewegungen des Tropfens im Messrohr dämpft, meist verschieden. Diese Schwierigkeiten habe ich mit Hülfe des Holzpflockes überwunden. Um zu verhindern, dass die Feuchtigkeit der Aussenluft vom Holzpflock aufgesaugt wird und die Poren desselben

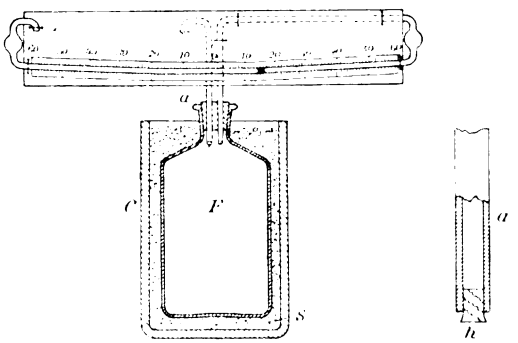


Fig. 1.

1) Nach einem in der Physikalischen Gesellschaft zu Berlin gehaltenen Vortrage.

verschliesst, ist das Aussenende des Rohres erweitert, sodass es einen kleinen Pfropfen aus Watte aufnehmen kann, welch letztere die einströmende Luft genügend austrocknet.

Das Messrohr, d. h. das Stück, in welchem der Tropfen sich bewegt, besteht aus drei geraden Strecken, von denen die mittlere horizontal ist; hierdurch soll bezweckt werden, den Apparat gegenüber den kleinsten Druckschwankungen namentlich bei stillem Wetter recht empfindlich zu machen. Die Dämpfung der Tropfenbewegung durch die Wirkung des Ausgleichsrohres ist nämlich grösser, wenn der Tropfen sich bergan als wenn er sich auf einer horizontalen Strecke bewegt; deshalb zeigt die ursprüngliche Bauart mit einem gleichmässig gekrümmten Messrohre viele kleinere oder langsamere Druckänderungen nicht an.

Der Rauminhalt der Flasche F ist 8,492 l. Zur Isolation gegen äussere Wärmeeinwirkungen dient das Cylinderglas C und Sägespäne S: die letzteren sind oben mit Talg begossen, damit sie nicht vom Winde weggeweht werden. Die lichte Weite des Messrohres ist 2,5 mm; die Berechnung ergiebt, dass ein Rohrabschnitt von etwa 2,4 mm Länge gleich ist $^1/_{760\,000}$ des Flascheninhaltes, d. h. ein Scalentheil von 2,4 mm Länge würde bei einem Luftdruck von 760 mm einer Druckänderung von $^1/_{1000}$ mm Quecksilbersäule entsprechen, wenn der Apparat nicht mit einer Reihe von Fehlerquellen behaftet wäre, die ich kurz anführen möchte.

1. Die Scalentheile gelten für isothermische Volumen-

ergebenden Temperaturdifferenz lässt sich der Fehler dann berechnen. — er beträgt ungefähr 27 Proc.; da jedoch ein Wärmeausgleich zwischen der Innenluft und der Flaschenwandung stattfindet, so ist der wirkliche Fehler etwas kleiner.

2. Die Scalentheile gelten für einen Druck von 760 mm; es ist deshalb eine Correctur nothwendig, welche den augenblicklichen Luftdruck berücksichtigt.

3. Da die Temperatur in der Flasche sich mit der Aussentemperatur langsam ändert, so muss auch die Aenderung der ersteren berücksichtigt werden.

Der Petroleumtropfen benetzt die innere Röhrenwandung und zwar bleibt um so mehr Petroleum an derselben haften, je schneller der Tropfen sich vorwärts bewegt. Dies ruft in verschiedener Beziehung Fehler hervor, nämlich:

4. Die lichte Weite des Rohres ändert sich, sodass der wahre Abschnitt des Rohres, welcher $^1/_{1000}$ mm Quecksilbersäule entspricht, keine constante Länge hat. Die Theile der Scala gelten für das vollkommen trockene Rohr.

5. Um den Tropfen zu bewegen, ist infolge seiner Reibung an der Wandung ein Ueberdruck nothwendig, welcher um so grösser sein muss, je weniger Petroleum an der Wandung haftet.

6. Die Reibung wirkt ebenfalls hemmend während der Bewegung und zwar um so stärker, je schneller der Tropfen sich bewegt, weshalb bei lebhaften Schwankungen die beobachteten Druckänderungen nicht unerheblich hinter den wirklichen zurückbleiben.

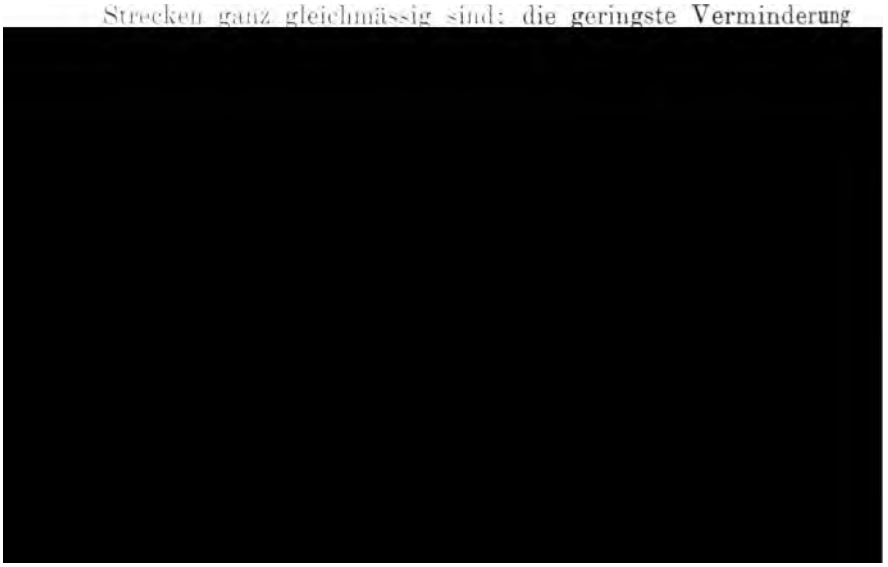
Zu diesen Fehlern, welche für das *ganze* Rohr gelten, d. h. sowohl für das mittlere horizontale, wie für die beiden geneigten Stücke, kommen noch zwei Fehlerquellen, welche nur für die beiden geneigten Stücke gelten.

7. Wenn der Tropfen im linken geneigten Stück steht, so hat er das Bestreben, sich nach unten zu bewegen; er presst dabei die Luft in der Flasche zusammen mit einer Kraft, welche der senkrechten Componente des Druckes infolge der Schwerkraft entspricht. Es ist also Gleichgewicht vorhanden, wenn die Componente des Druckes infolge der Schwerkraft parallel zum Rohre gleich dem Ueberdruck auf die Endfläche des Tropfens ist. Nun ist, wie vorhin erwähnt, die Endfläche, d. h. die lichte

Weite des Rohres nicht constant, da zuweilen mehr, zuweilen weniger Petroleum an der Wandung sitzt. Auch das Gewicht des Tropfens schwankt, je nach der augenblicklichen Länge des letzteren.

8. Infolge der Zusammendrückung der Luft in der Flasche durch den Tropfen, wenn er in dem linken geneigten Stück steht, ist der Druck innerhalb der Flasche grösser als ausserhalb derselben; deshalb wird die Luft durch den Holzpflock des Ausströmungsrohres hinausgepresst und der Tropfen bewegt sich langsam nach unten. Umgekehrt, wenn der Tropfen in dem rechten geneigten Stück der Flasche sich befindet; alsdann wird die Luft in der Flasche etwas verdünnt, sodass die äussere Luft durch das Ausgleichsrohr hineinströmt. Dieser Fehler lässt sich ziemlich genau fortschaffen, indem man vor dem Zusammensetzen des Apparates die unteren Enden der beiden Röhren mittels eines kurzen Gummischlauches verbindet und alsdann die Geschwindigkeit bestimmt, mit welcher der Tropfen in jedes der beiden geneigten Stücke nach unten sich bewegt. Bei der Aufzeichnung der Curven braucht man alsdann nur eine Hülfsabscissenaxe zu zeichnen, welche gegen die eigentliche Abscissenaxe um so viel geneigt ist, als der erwähnten Abwärtsbewegung des Tropfens entspricht.

9. Es ist fast unmöglich, Röhren zu bekommen, welche in Bezug auf Grösse und Form des inneren Canals auf längeren Strecken ganz gleichmässig sind; die geringste Verminderung



sich gezeigt, dass *der Luftdruck nie constant ist.* Die Druckschwankungen verlaufen jedoch ganz verschieden und stets unregelmässig; sie sind um so grösser, je lebhafter die Luftbewegung, d. h. je stärker der Wind ist; dabei ist bemerkenswerth, dass die kleinen Minima stets mit einer momentanen Verstärkung des Windes zusammenfallen. Von den aufgenommenen Curven sind zwei in Fig. 2 und 3 dargestellt; die erste zeigt die Druckschwankungen, wie sie vom Apparat angezeigt wurden, bei etwas unruhigem Wetter, die letztere Figur dagegen bei fast unmerklichem Winde.

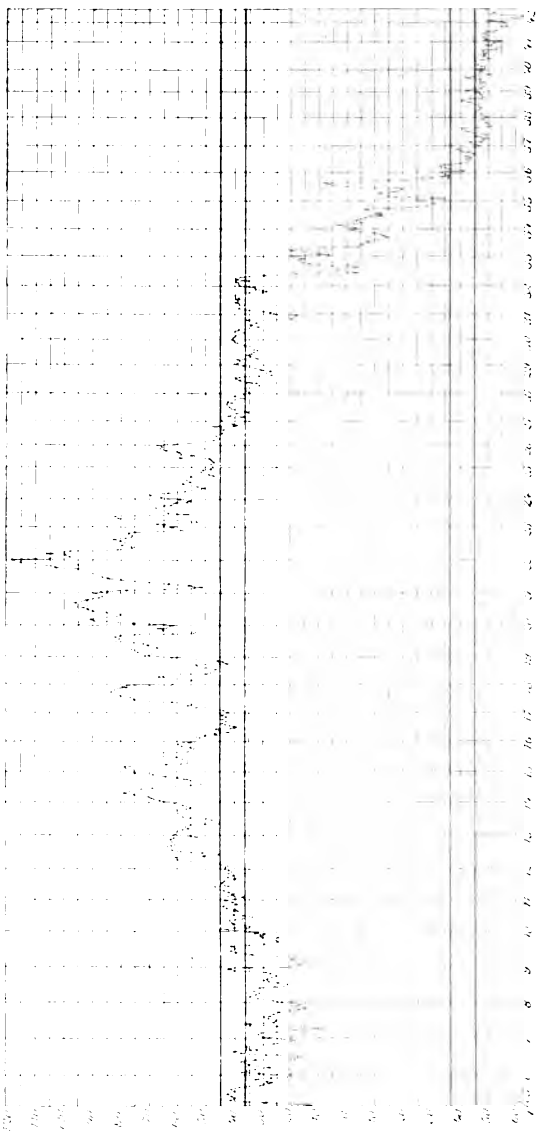


Fig. 2.

Die Ursache dieser kleinen Druckschwankungen dürfte sein, dass die Luftmassen, wenn sie infolge der bekannten Ursachen über die Erde hinstreichen, auf zahlreiche Hindernisse stossen, sodass sie bei der Vor-

wärtsbewegung getheilt werden; wenn sie dann hinter einem solchen Hinderniss wieder aufeinander prallen, so gerathen sie infolge ihrer Elasticität in Schwingungen, die sich dann in Form von Longitudinalwellen weiter fortpflanzen. Solche Wellen werden auch durch die wellenförmige Oberfläche der Erde hervorgerufen und ebenso entstehen derartige Wellen, wenn Luftströmungen verschiedener Richtungen über- oder nebeneinander im Luftmeer stattfinden.

Was der Apparat anzeigt, das sind also lediglich die vom Winde erzeugten Wellen im Luftmeere und deshalb möchte ich, da der Name Variometer auch für einen anderen Apparat gebraucht worden ist, für das v. Hefner-Alteneck'sche Luftdruckvariometer die Bezeichnung „Wellenmesser" vorschlagen.

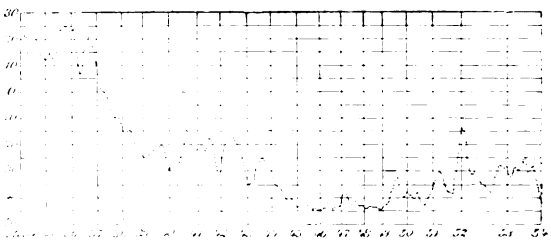


Fig. 3.

Ich möchte an dieser Stelle betonen, dass, wenn meine vorstehende Darstellung richtig ist, den von dem Apparate angezeigten Druckschwankungen wohl kaum eine prognostische Bedeutung zukommen kann. Das, was der Apparat anzeigt,

Die Beobachtung, dass der Luftdruck *nie constant ist, sondern sich immer ändert*, ist nicht neu, sondern im wesentlichen schon im Jahre 1873 von F. Kohlrausch gemacht worden.[1]) Es sind von ihm Curven mitgetheilt, welche mit denjenigen, die ich aufgenommen habe, ganz gut übereinstimmen, aus denen indessen hervorzugehen scheint, dass der Wellenmesser, wie ich ihn ausgestaltet habe, erheblich empfindlicher ist, als das damals von Kohlrausch benutzte Anäroidbarometer mit Spiegelablesung, denn die kleinsten Schwankungen kommen bei meinen Curven viel schärfer zum Ausdruck. Die Kohlrausch'schen Curven sind im Zimmer an der Leeseite des Hauses bei geöffnetem Fenster aufgenommen, dagegen hatte ich bei der Aufnahme der Curven Fig. 2 und 3 den Apparat im Freien vor den Fenstern stehen. Andere Curven habe ich auf freiem ebenen Felde in erheblicher Entfernung von Wohnhäusern und Bäumen aufgenommen.

Die Ueberlegung liegt nahe, dass infolge der fortwährenden Zusammendrückung und Ausdehnung der Luft unter dem Einflusse des schwankenden Druckes auch die Temperatur der Luft sich ändert, und zwar muss die Temperaturcurve genau parallel laufen mit der Druckcurve. Ich habe versucht, mit einfachen Mitteln zu prüfen, ob dies zutrifft: es diente dazu ein Differentialluftthermometer, bestehend aus zwei Glaskolben von gleichem Volumen (etwa 1,7 l), welche mittels eines Messrohres, in welchem ein Petroleumtropfen sich bewegt, verbunden waren. Der eine Glaskolben ist mit Hülfe von Sägespänen und eines grösseren Cylinderglases gut isolirt, während der andere Kolben aus einem sehr dünnwandigen Ballon besteht. Die Wandstärke berechnet sich aus dem Gewicht zu ungefähr 0,2 mm. Einem Scalentheil von 1 mm Länge entspricht eine Temperaturzunahme von $^1/_{1000000}{}^0$ C. Der Apparat ist äusserst empfindlich, denn hält man die Hand nur 2—3 Sec. in $^1/_4$ m Entfernung von der Flasche, so bewegt sich der Tropfen schnell fort. Da es sich um schnelle Temperaturschwankungen handelt, welche nachgewiesen werden sollen, so kann es sich natürlich um genaue Messungen nicht handeln, da die grosse Luftmasse in dem Ballon erhebliche Zeit gebraucht, um gleich-

1) F. Kohlrausch, Pogg. Ann. **150**. p. 427—425. 1873.

mässig erwärmt oder abgekühlt zu werden. Es würde aber auch für den Zweck vollständig genügen, wenn eine Uebereinstimmung zwischen der Druck- und Temperaturcurve so weit zu erlangen wäre, dass Zunahme und Abnahme bei beiden Curven gleichzeitig erfolgt.

Es hat sich nun gezeigt, dass eine solche Uebereinstimmung nur selten constatirt werden kann. Im allgemeinen sind die Temperaturänderungen, welche in der Nähe unserer Wohnungen — jedenfalls im Winter, wenn die Wohnungen geheizt werden — auftreten, bei weitem grösser als die Temperaturänderungen, welche nachgewiesen werden sollten. Dies gilt nicht nur in der unmittelbaren Nähe der Häuser, sondern selbst in erheblicher Entfernung von denselben. Ich habe beispielsweise auf flachem Feld zwischen Friedenau und Südende Curven aufgenommen, aus denen hervorgeht, dass die von diesem Thermometer angezeigten Temperaturschwankungen viel grösser sind, als die theoretisch sich ergebenden, trotzdem die Entfernung bis zu den nächsten Häusern in der Windrichtung nahe an 1,5 km betrug. Deshalb wird es nothwendig sein, um diese Temperaturschwankungen nachzuweisen, hinauszuziehen in erheblich grössere Entfernung von menschlichen Wohnungen, und natürlich wird es sich dann empfehlen, mit empfindlicheren Apparaten, z. B. mit einem Bolometer, die Untersuchungen anzustellen.

(Eingegangen 28. März 1898.)

12. *Werthe der erdmagnetischen Elemente zu Potsdam für das Jahr 1897;* von *M. Eschenhagen.*

Mitgetheilt vom magnetischen [illegible]

Aus [illegible] erhalten für [illegible] nd nach der [illegible] Mittelwerthe erhalten [illegible]

[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]

In den [illegible] e Werthe mit [illegible] ngaben für [illegible] ehrjährigen Mittel [illegible]

Magnetische Störungen [illegible] etrage [illegible] [illegible] [illegible]

Im Jahre 1898 soll die Vermessung auch auf ausgedehnt werden.

Eine Gefahr droht der Thätigkeit des durch die mehr und mehr an Ausdehnung ge trischen Bahnen, bei denen oberirdische Stro Rückleitung durch die Schienen bez. die Erde Eine Bestimmung der Entfernung, bis zu welch nen noch einen Einfluss ausüben, soll baldigst ve vorläufig ist ein Protest erhoben gegen alle Ar schriebenen Art innerhalb eines Schutzkreises Radius, um die Möglichkeit zu wahren, Untersu der kleinsten Veränderungen, wie sie durch die er registrirung geschehen, auch fernerhin ausführen

(Eingegangen 31. Mai 1898.)

Berichtigungen.

H. du Bois: p. 404. Z. 8 v. u.: gewissen statt nachge
p. 405. Z. 4 v. u.: eine Fernwirkung st kung.
p. 406. Citat 1) hinzuzufügen: Vgl. indessen Die Geometrie der Wirkung. p. 4 u. f.

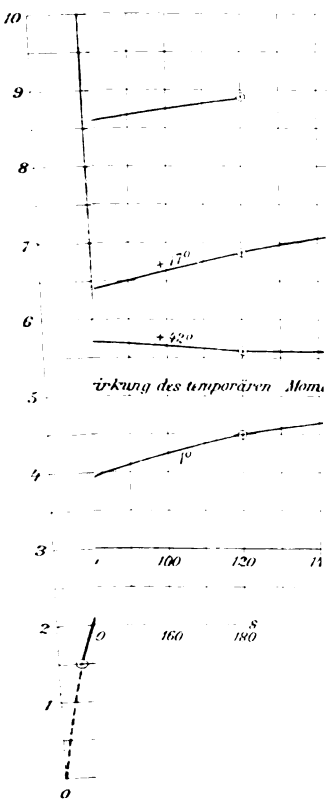

10
9
8
7
6
5
4
3
2
1
0
+17°
+22°
100
120
160
180

Fig. 5.

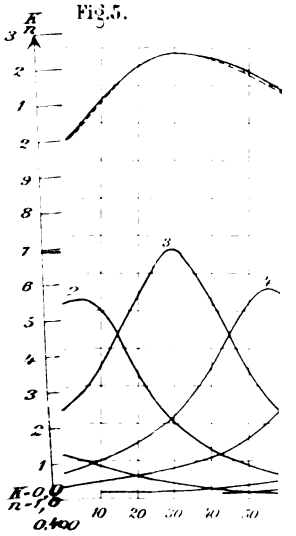

3
2
1
2
9
8
7
6
5
4
3
2
1
10
20
30
40
50
0,400

Fig. 2.

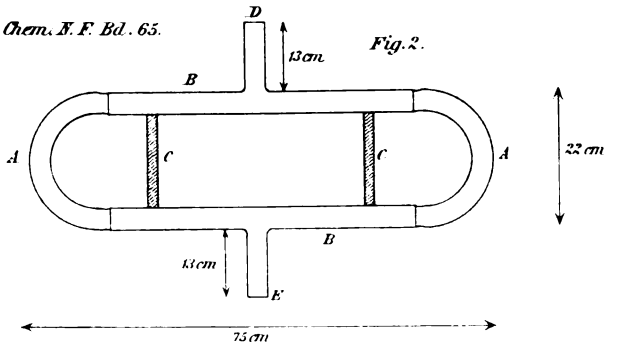


Fig. 3.

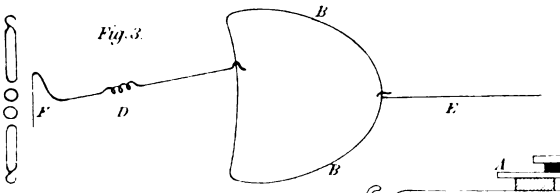
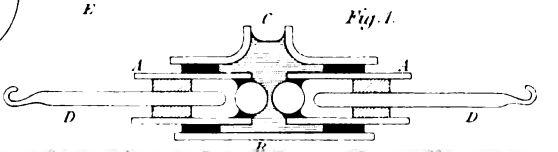
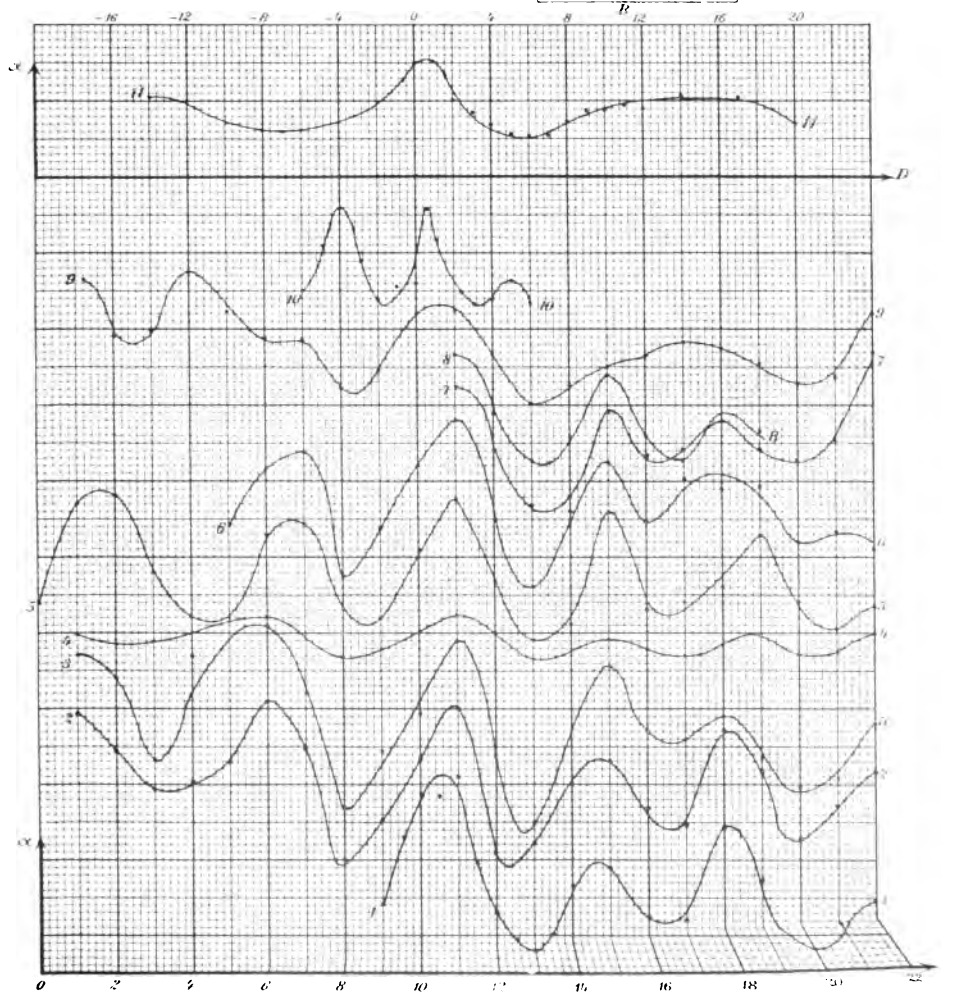


Fig. 4.





Taf. III.

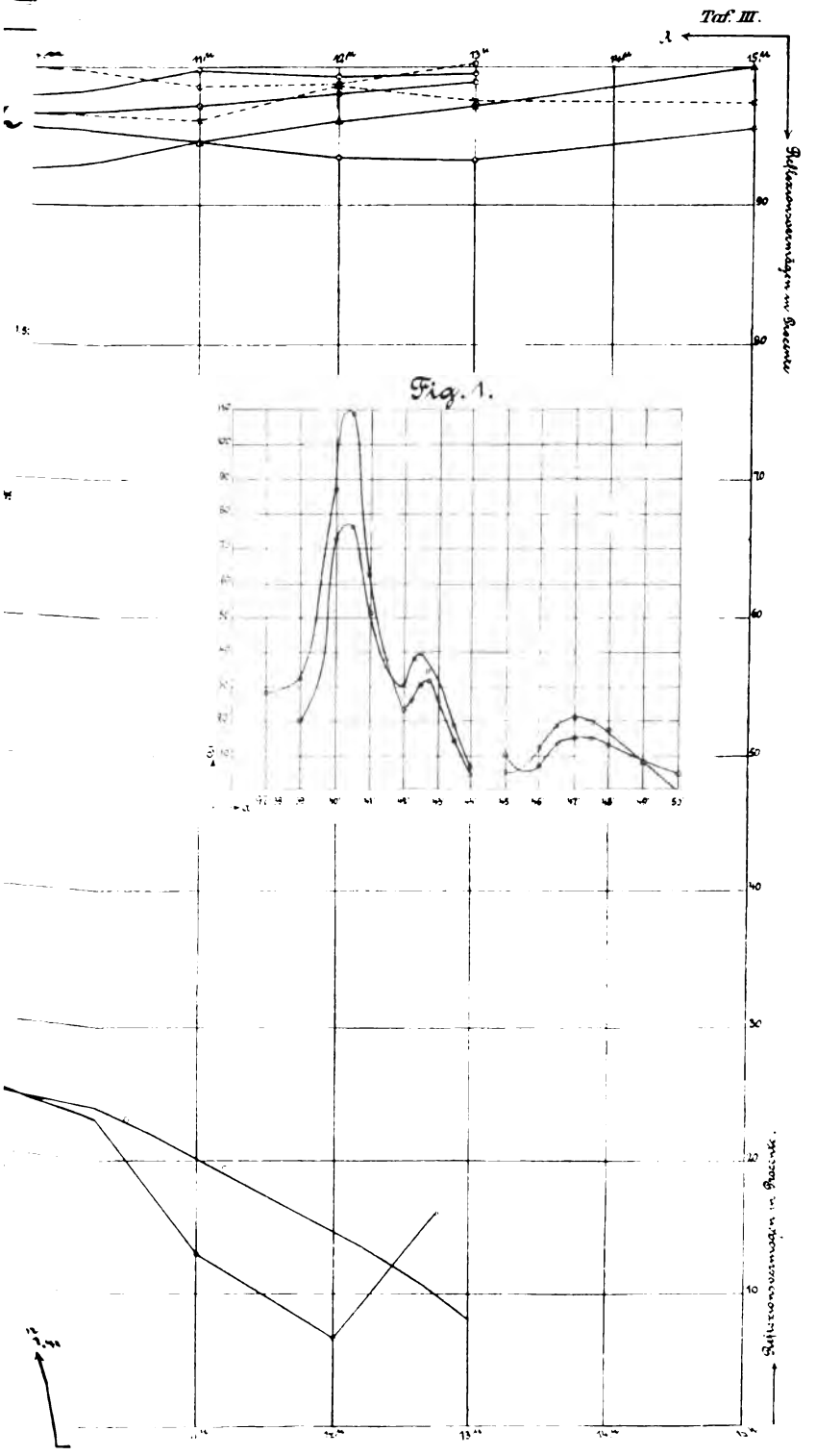
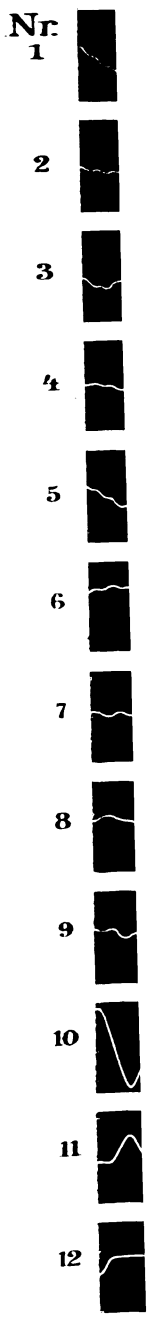


Fig. 1.


Nr.
1
2
3
4
5
6
7
8
9
10
11
12

Anni

[redacted]

Geschlossen am 15. April 1898.

1898. **№ 5.**

ANNALEN

DER

PHYSIK UND CHEMIE.

BEGRÜNDET UND FORTGEFÜHRT DURCH

F. A. C. GREN, L. W. GILBERT, J. C. POGGENDORFF.

NEUE FOLGE

BAND 65. HEFT 1.

DER GANZEN FOLGE 301. BANDES 1. HEFT

UNTER MITWIRKUNG

DER PHYSIKALISCHEN GESELLSCHAFT ZU BERLIN

UND INSBESONDERE VON

M. PLANCK

HERAUSGEGEBEN VON

G. UND E. WIEDEMANN.

MIT EINER TAFEL

LEIPZIG, 1898.

VERLAG VON JOHANN AMBROSIUS BARTH.

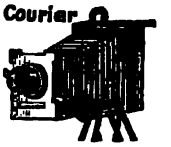
Bestellungen auf die Annalen sind zu richten an alle Buchhandlungen, von den

Inhalt.

		Seite
1.	H. du Bois. Ueber magnetische Schirmwirkung	1
2.	H. du Bois. Susceptibilität des Wassers und wässeriger Lösungen	38
3.	C. Fromme. Ueber die magnetische Nachwirkung	41
4.	F. Kirstädter. Zur Magnetisirung eiserner Hohl- und Vollringe	72
5.	P. Dubois. Ueber die Wirkung eines am Inductionsapparate angebrachten Condensators	86
6.	M. Lamotte. Ueber electrische Oberschwingungen	92
7.	W. Jaeger. Das electromotorische Verhalten von Cadmiumamalgam verschiedener Zusammensetzung	106
8.	D. A. Goldhammer. Ueber die modernen Theorien der magneto-optischen Erscheinungen am Eisen, Nickel und Kobalt	111
9.	K. Wesendonck. Ueber Verzögerung bei Spitzenentladung	116
10.	J. R. v. Geitler. Ueber electrische und magnetische Zerlegung der Kathodenstrahlung	123
11.	G. C. Schmidt. Ueber die von den Thorverbindungen und einigen anderen Substanzen ausgehende Strahlung	141
12.	C. D. Child. Ueber den Potentialgradienten an Metallelectroden bei der Entladung durch X-Strahlen	152
13.	R. Neuhauss. Nachweis der dünnen Zenker'schen Blättchen in den nach Lippmann's Verfahren aufgenommenen Farbenbildern	164
14.	A. Pflüger. Prüfung der Ketteler-Helmholtz'schen Dispersionsformeln an den optischen Constanten anomal dispergirender, fester Farbstoffe	173
15.	A. Pflüger. Prüfung der Cauchy'schen Formeln der Metallreflexion an den optischen Constanten des festen Cyanins	214
16.	A. Pflüger. Nachtrag zu der Abhandlung: Prüfung der Ketteler-Helmholtz'schen Dispersionsformeln an den optischen Constanten anomal dispergirender, fester Farbstoffe	225
17.	R. Abegg. Ueber das dielectrische Verhalten von Eis	229
18.	F. v. Wrangell. Ueber eine in oceanographischen Werken vorkommende falsche Formel	237

Anderweitiger Abdruck der für die Annalen bestimmten Abhandlungen oder Uebersetzung derselben innerhalb der gesetzlichen Schutzfrist ist nur mit Genehmigung der Redaktion und Verlagsbuchhandlung gestattet.

Chr. Harbers, Leipzig,



Specialhaus für Photographie-Bedarf.

Gegründet 1880.

Lieferant Königlicher und Universitäts-Behörden.

Mein Preislisten-Cyclus, redigirt von Professor Dr. G. Aarland, ist in 17 Heften mit ausführlichem Inhaltsverzeichniss erschienen, und bildet, von allen Seiten anerkannt, ein werthvolles Nachschlagebuch.

Meine werthen Kunden erhalten den Cyclus in hocheleganter Sammelmappe, wie auch weiter erscheinende Hefte, gratis und franco.

Andere Reflectanten zahlen hierfür ℳ 2.50.

Heft I, mit wissenschaftlichen und gebräuchlichen Namen aller in Betracht kommender Chemikalien, wird Jedermann bereitwilligst gratis und franco zugesandt. Jede Auskunft wird bereitwilligst ertheilt.

Leipzig, Markt 6. I. **Chr. Harbers.**

Linear- und Flächen-Bolometer

nach Lummer-Kurlbaum.

Platinblech zu den Gittern 1/1000 mm.

Preislisten kostenlos.

Paul Görs,

Berlin SW. 47, Hagelsbergerstr. 5.

Max Kohl, Chemnitz i. S.

Werkstätte für Präzisionsmechanik,

fertigt als Spezialität:

Grosse Funken-Induktoren

in höchster Vollkommenheit und gegen Durchschlagen gesichert, von 100—1000 mm Schlagweite, mit Platin- und Quecksilber-Unterbrecher.

Neuheit: Rotirender Quecksilber-Unterbrecher f. grössere Induktoren.

Dieser Apparat funktionirt vorzüglich und arbeitet ohne Spritzen. Er eignet sich speziell für Röntgen-Aufnahmen sowie Durchleuchtungen, seine Schnelligkeit ist in weiten Grenzen regulirbar.

Neue, vorzügliche Röntgen-Röhren.

Praktische Stative für dieselben, mit schwerem Eisenfuss, langer isolirender Klemme, gestattend, die Röhre jedem Körpertheil beliebig zu nahern.

Kryptoskope in verbesserter, sehr bequemer Anordnung.

Fabrikation physikalischer Instrumente, Apparate nach Tesla, Hertz, Marconi.

Alle Apparate für Versuche mit Strömen hoher Wechselzahl.

Projektionsapparate für Bogenlicht, Kalklicht oder Zirkonbeleuchtung, mit angesetzter optischer Bank.

Durch einfache, aber vortheilhafte Anordnung ist es möglich, einen derartigen Apparat mit guter Optik schon zu sehr mässigem Preise zu liefern.

Vollständige Einrichtungen von physikalischen und chemischen Auditorien in gediegener, zweckmässiger Ausführung. Referenzen von Universitäten, technischen Hochschulen, Gymnasien, Realgymnasien etc. stehen zu Diensten. Bis jetzt sind 106 Einrichtungen geliefert worden.

Spezial-Listen auf Wunsch.

Apparate für Marconi'sche und Hertz'sche Versuche

nach Angabe von

Prof. Dr. Szymanski.

Keiser & Schmidt, Berlin N., Johannisstr. 2

Physikalisch-mechanisches Institut

von

Prof. Dr. M. Th. Edelmann in München

Präcisions-Messapparate im Bereiche von Elektrizität, Erdmagnetismus, Elektrotechnik etc.

(Preisverzeichniss, reich illustrirt, gratis.)

Gustav Eger, Graz.

Anfertigung und Lager **chemischer, physikalischer, bakteriologischer Instrumente und Apparate.**

Vollständige Einrichtung von **chemischen Laboratorien.**

Automatische continuirlich wirkende Quecksilberpumpen (Patent Eger), vorzüglich geeignet zum Auspumpen von Röntgen-Röhren u. dgl.

Wasserstrahl Saug- und Gebläsepumpe eigener Construction.

Eigene Glasbläserei, Glasschleiferei u. Mechanische Werkstätte.

Projections-Apparat

Institut von

Funkeninductoren zu Röntgen'schen Versuchen.

Compensationsapparate mit Clarke's Normalelement, Rheostaten, Vorschaltwiderstände, physikalische Apparate. Elemente und Tauchbatterieen.

Ampèremeter, Voltmeter, Milli-Ampèremeter.

Vierspuliges astatisches

Spiegelgalvanometer

von **Dr. du Bois** und **Prof. Dr. Rubens.**

Pyrometer mit Thermo-Element.

Preisverzeichnisse kostenfrei.

Keiser & Schmidt,

Berlin N., Johannisstrasse 20.

Ia. Chlormagnesium

geschmolzen und krystallisirt

liefert als Specialität

„CONCORDIA", chemische Fabrik auf Actien,

Leopoldshall bei Stassfurt,

für **Spinnereien, Webereien, Appretur-Anstalten, Färbereien, Brauereien** uud **Eis-Fabriken** als Kälte übertragende Flüssigkeit (**Ersatz für Chlorcalcium**), zur Darstellung von **Magnesia-Steinen** und **-Fliesen** etc. etc.

Muster und Preise stehen zu Diensten.

F. A. Kühnlenz, Frauenwald i. Th.

Glasinstrumenten-Fabrik

fabricirt und empfiehlt alle Arten **Glasapparate** aus bestem thüringer und jenaer Glase. **Geaichte Messgeräthe, Thermometer für** alle Zwecke. **Aräometer, Saccharometer, Alkoholometer mit** und ohne amtliche Prüfungsscheine, **Glasrohre, Kochbecher, Kochflaschen, Retorten. Filtrirpapier, Achatmörser, Stative** in Holz und Metall etc. etc.

Cataloge auf Wunsch gratis.

Fabrik elektrischer Apparate

Dr. MAX LEVY

2a Chausseestrasse BERLIN N. 4 Chausseestrasse 2a

Specialfabrik für Röntgenapparate.

Die Fabrik besteht aus 4 Abteilungen:

1. der mechanischen Werkstätte zur Herstellung von **Induktoren, Unterbrechern** etc.;
2. der Werkstätte zur Herstellung von **Bariumplatincyanür-** und **Verstärkungsschirmen;**
3. der Glasbläserei und Pumpstation zur Herstellung von **Röntgenröhren;** der Abteilung für **Nebenapparate,** wie Kassetten, Stative, Tische etc.

Illustrierte Preisliste, Drucksachen, Voranschläge kostenfrei.

Röntgen-Apparate

vorzüglichster Wirkung

fertigt als Spezialität

Voltohm

Elektricitäts-Gesellschaft A.-G.

München.

Anerkennungen hervorragender Autoritäten.

Prospekte und Preise kostenfrei.

Für's Ausland werden

bewährte Recepte

zur Herstellung von Fruchtölen und Fruchtessenzen aus frischen Früchten zu kaufen gesucht, event. kommt der Betreffende nach Deutschland, um es zu erlernen.

Offerten unter **„Kahl"** an die Expedition dieses Blattes erbeten.

Polarisations-Apparate, Spektral-Apparate, Spektrometer, ɔtometer, Spektral-Photometer, Colorimeter, Refraktometer, jektions-Apparate mit sämmtlichen Neben-Einrichtungen (optische ke etc.), **mikrophotographische Apparate, Ablese-Fernrohre** und **-Mikroskope** etc. etc.

Prospecte gratis und franco.

Thüringische Glasinstrumentenfabrik

von

Alt, Eberhardt & Jäger

in **Ilmenau** (Thüringen).

Eigene Hohlglashüttenwerke.

ısschleiferei, Lampenbläsereien, Thermometer- und Holzwaarenfabriken.

Mechanische Werkstatt, Schriftmalerei und Emailliranstalt.

Apparate
r **alle** speciellen Untersuchungen der Technik.

rłlometer (amtlich geprüft) für **Wissenschaft** und Technik.

Lager von Glasgefässen
naturwissenschaftliche Museen, Apotheken, Laboratorien.

Ständige Einrichtungen von chem. Laboratorien.

Naturwissenschaftliche Apparate und Utensilien.

Bacteriologische, gasanalytische, bodenkundliche, chemische, physikal. u. mikroskopische **Glasapparate.**

Amtlich geprüfte Thermometer
aus Jenaer Normalglas.

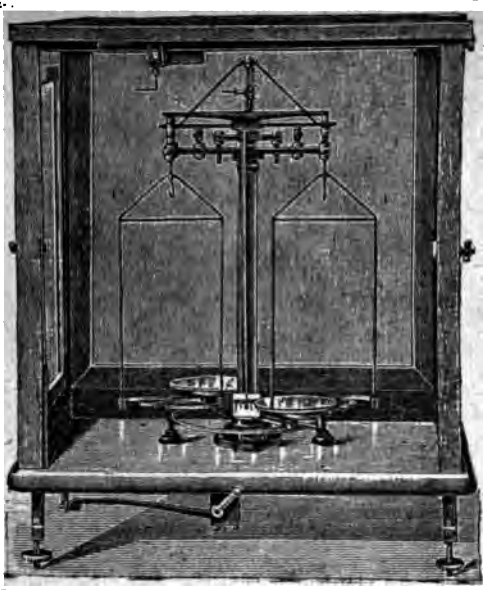
Chemische u. Aerztliche Thermometer
mit Prüfungsscheinen.

Glasgefässe aus Jenaer Gerätheglas.

Sämmtliche Apparate werden auf das Exacteste nach **neuesten ıssenschaftlichen Principien** ausgeführt und **vor** dem **Versandt** auf ihre Brauchbarkeit im **eigenen Laboratorium geprüft.**

Werkstatt für Praecisionswaagen von Paul Bunge
Hamburg, Ottostr. 18.

Physikalische und analytische Waagen mit und ohne Abbeevorrichtung. Gewichte aus Argentan I, vergoldetem Messing, Neusilber, Platin-Iridium mit grösster Genauigkeit unter sich und mit den Normalen stimmend.



Neuheit! Physikalische Waage mit Vorrichtung zur Vertauschung der Wagschalen bei geschlossenem Gehäuse mit Manövrir- und Observationseinrichtung auf 5 Meter, zur Vergleichung von Gewichten, bis 1 Kg. Tragfähigkeit.

Analytische Waage mit Vorrichtung beim Aufstellen der Wägeobjecte das Gewicht derselben sofort in Grammen abzulesen. — Cataloge gratis und franco.

Gährungsphysiologisches Laboratorium
von Alfred Jörgensen zu Kopenhagen (V).
Gegründet 1881.

Praktikanten-Laboratorium.

Unterrichtskurse in Gährungsphysiologie und Gährungstechnik für **Anfänger** und für **weiter Fortgeschrittene** mit besonderer Berücksichtigung des **Hansenschen Systems** für **Reincultur** und **Analyse der Hefen,** sowie der Anwendung ausgewählter Heferassen in der Praxis. Vergleichende Versuche mit Massenculturen. Propagierapparate. Aufbewahrung der Hefen. Betriebscontrolle. Reinculturen von Milchsäurebacterien, Essigsäurebacterien u. s. w. Zymotechnische Luft- und Wasser-Analyse. — Das Laboratorium besitzt eine ausgewählte Sammlung von Culturhefen, Krankheitshefen, Schimmelpilzen und Gährungsbacterien.

Jeder einzelne Studierende empfangt separaten Unterricht je nach Standpunkt und Studienzweck. Der Unterricht wird in der deutschen, englischen, französischen und danischen Sprache gegeben. Zutritt nach Vereinbarung. Lehrbücher: **E. Chr. Hansen,** „Untersuchungen aus der Praxis der Gährungsindustrie" (Oldenbourg, München), 3. Ausgabe. Auch englische und französische Ausgabe. **Alfred Jörgensen,** „Die Mikroorganismen der Gährungsindustrie" (Parey, Berlin), 3. Ausgabe. Auch englische und französische Ausgabe.

Laboratorium für analytische Untersuchungen und für Hefenreinzucht.

Aufschlüsse in allen auf Hefe und Gährung sich beziehenden Fragen. Betriebscontrolle. **Betriebsrevisionen mit specieller Berücksichtigung der rationellen Behandlung der Hefe.** Analysen von Hefen, Malz, Wasser u. s. w. — Reine Culturen von ausgewählten Heferassen **(Hansen's Methode):** Hefen für Exportbiere (darunter Hefen, mit sehr hohem Vergährungsgrade), für gewöhnliche Lagerbiere (helle und dunkle Biere) für Fass- oder Schenkbiere. Obergährige Hefen für schnell klärende, schwach vergohrene Biere, für stark und schwach vergohrene Lagerbiere. Hefen für Brennerei, Hefefabrikation, Lufthefefabrikation, Melassehefen. Weinhefen, Fruchtweinhefen u. s. w. Milchzucker vergährende Hefen. — Herstellung reiner Culturen aus unreinen Hefeproben. — Ausführliche Anleitung zum Gebrauche der Hefe in der Praxis. Anleitung an Ort und Stelle zur Anwendung des Hefepropagierapparates. Eine Reincultur einer geprüften Heferasse kann mitgebracht werden. — Gegen eine jährliche, sehr massige Entschädigung führt das Laboratorium die nothwendigen Analysen für Haupt- und Nachgährung aus, ertheilt erfahrungsmässige Rathschläge und Aufklärungen und versieht den Betrieb mit einer passenden Anzahl Hefe-Reinculturen. — Untersuchungen wegen Patentsachen betreffend des Gährungswesens.

Ausführliches Programm resp. Tarif gratis und franco.

Brüssel 1888, Chicago 1893, Erfurt 1894:
Vorzüglichkeitspreise und höchste Auszeichnungen.

Ephraim Greiner, Stützerbach (Thür.)

(Inhaber: **Bieler, Greiner & Kühn**)

Glas-Instrumenten-, Apparaten- u. Hohlglas-Fabrik.

Fabriciert und liefert **aus Glas von vorzüglich chemisch-technischer Beschaffenheit** als Specialitäten:

Apparate u. Instrumente *jeder Art* für Chemiker, Physiker, Aerzte, Pharmaceuten, Techniker, alle der Fabrikgebrauch, zur technischen Gasanalyse, zur Maassanalyse, zur Prüfung u. Untersuchung von Milch etc. — **Patent-Kühlapparate** nach Dr. Prof. Evers. **Glashähne D.R.G.M.**

Neu! Geaichte chem. Messgeräthe nach Vorschrift d. K. Normal-Aich.-Com. Geaichte Thermo-Alkoholometer nach **Gewichtsprocenten** u. Thermo-Aräometer f. Mineralöle n. specif. Gewicht, mit Aichscheinen.

Normal- Aräometer, -Milchprober, -Saccharometer, -Thermometer, -Thermometer, chemische Thermometer *aus feuer Normal- und Iuvre*, mit Aichschein, amtlich a Prüfungsschein.

Waagen für alle speciellen Flussigkeiten der Alkoholometrie, Araometrie, Saccharometrie etc.

Thermometer *für alle Zwecke*, **Quecksilber-Barometer u. Barometerröhren.**

Glasröhren u. -Stäbe. In der Glashütte gefertigte Hohlglasartikel.

Horn- u. Beinwaaren, Platin- u. Porzellangeräthe, Stative u. Ausrustungsartikel.

Analysen-, Brief-, Hand-, Hydrostatische, Präcisions- u. Tarirwaagen, sowie **Gewichte,** geaicht u. ungeaicht, **bester Qualität, zu Fabrikpreisen.**

Exacte Ausführung. **Export nach allen Ländern.** Kataloge auf Wunsch franco. **Mässige Preise.**

E. Leitz, Wetzlar.

Filial in Berlin N.W. u. New York 411 W. 59. St

Mikroskope

Stativ-, Lupen-Mikroskope und photogr. Apparate.

Neueste Leitz-Mikroskope im Gebrauch.

Deutscher, englischer und französisch Special-Kataloge kostenfrei.

mit Gasheizung.

galvanische Elemente.

Keine Dämpfe kein Geruch.

keine Polarisation, daher keine Erschöpfung.

Betriebsstörungen ausgeschlossen.

Berlin O., Andreasstr. 72/73.

Köln a. Rhein.

Optisches Institut
von
C. REICHERT
WIEN
VIII., Bennogasse 24 u. 26.

Specialität:
Mikroskope
Ier Qualität
Mikrotome, Haemometer, Polarisations-Halbschatten-Apparate.

Neu:
Ferrometer
nach Dr. Ad. Jolles zur Bestimmung des Eisengehaltes im Blute.
Haemometer
nach Fleischl, modificirt nach Miescher.
Kataloge gratis und franco.

Wissenschaftliche und technische Instrumente
für
elektrische und magnetische Messungen
liefern
Hartmann & Braun, Frankfurt a. M.

Die Firma unterhält ein mit allen modernen Hilfsmitteln reich ausgestattetes, unter wissenschaftlicher Leitung stehendes Laboratorium in besonderem Institutsgebäude.

Der 10 Bogen starke Katalog in 3 Ausgaben — deutsch, englisch, französisch — mit 200 Abbildungen und Beschreibungen, enthält insbesondere:

Galvanometer
verschiedener Gattung, mit Angaben über Empfindlichkeit,
alle Arten von
Widerstands-Messinstrumenten,
Normalien
nach Modellen der Physikal.-Techn. Reichsanstalt,
sämmtliche von **Fr. Kohlrausch** konstruirten Apparate,
neues Instrumentarium für Schulzwecke.
Ferner für elektrische Leitungen
Ampère- u. Voltmeter, Wattmeter u. Zähler
für Gleich- und Wechselstrom jeder Messgrösse.

Funkeninductor

von ca. 6—10 cm Funkenlänge oder mehr **billig zu kaufen gesucht.** Offerten unter **X. X.** an den Verlag d. Zeitschr.

Herder'sche Verlagshandlung, Freiburg im Breisgau.

Soeben ist erschienen und durch alle Buchhandlungen zu beziehen:

Jahrbuch der Naturwissenschaften. 1897–1898

Enthaltend die hervorragendsten Fortschritte auf den Gebieten: Physik, Chemie und chemische Technologie; angewandte Mechanik; Meteorologie und physikalische Geographie; Astronomie und mathematische Geographie; Zoologie und Botanik; Forst- und Landwirtschaft; Mineralogie und Geologie; Anthropologie, Ethnologie und Urgeschichte; Gesundheitspflege, Medizin und Physiologie; Länder- und Völkerkunde; Handel, Industrie und Verkehr. **Dreizehnter Jahrgang.** Unter Mitwirkung von Fachmännern herausgegeben von Dr. **Max Wildermann.** Mit 89 in den Text gedruckten Abbildungen und 2 Karten. gr. 8°. (XII u. 532 S.) ℳ 6; geb. in Lwd. ℳ 7.

J. C. Hauptmann, Leipzig, Johannisgasse 10.

Inhaber: **Jul. Carl Hauptmann.**

Telegr.-Adr.: Hauptmann Elektrotechniker Leipzig.

Geschlossen am 15. Mai 1898.

1898. **№ 6.**

ANNALEN

DER

PHYSIK UND CHEMIE.

BEGRÜNDET UND FORTGEFÜHRT DURCH

P. A. C. GREN, L. W. GILBERT, J. C. POGGENDORFF.

NEUE FOLGE

BAND 65. HEFT 2.

DER GANZEN FOLGE 301 BANDES 2. HEFT

UNTER MITWIRKUNG

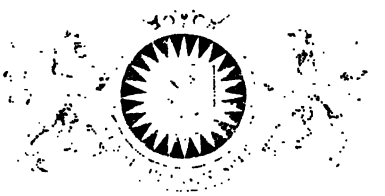
DER PHYSIKALISCHEN GESELLSCHAFT ZU BERLIN

UND INSBESONDERE VON

M. PLANCK

HERAUSGEGEBEN VON

G. UND E. WIEDEMANN.



LEIPZIG, 1898.

VERLAG VON JOHANN AMBROSIUS BARTH

Bestellungen
Postanstalten

4. J. Stark. Bemerkungen zur Leidenfrost'schen Erscheinung
5. A. Heydweiller. Ueber die Bestimmung von Capillarconstanten aus Tropfenbildern . . . . . .
6. W. Hittorf. Ueber das electromotorische Verhalten des Chroms
7. Ph. Kohnstamm u. E. Cohen. Physikalisch-chemische Studien am Normalelement von Weston . . . . . .
8. F. Braun. Notiz über Thermophonie . . . . . .
9. F. Braun. Ueber Lichtemission an einigen Electroden in Electrolyten . . . . . .
10. F. Braun. Ein Kriterium, ob eine leitende Oberflächenschicht zusammenhängend ist und über die Dampfspannung solcher Schichten . . . . . .
11. F. Braun. Zeigen Kathoden-strahlen unipolare Rotation? . .
12. F. Braun. Erwiderung . . . . . .
13. W. Daane. Ueber electrolytische Thermoketten . . . . .
14. H. de Bois. Ueber vermeintliche tangentiale Schirmwirkung
15. M. Latrille. Ueber electrodynamische Spaltwirkungen . . .
16. W. [illegible]. Die magnetische Ablenkbarkeit electrostatisch [illegible] Kathodenstrahlen . . . . . .
17. W. Wien. Untersuchungen über die electrische Entladung in [illegible] Gasen . . . . . .
18. L. Gerosa. Versuche über die Polarisirbarkeit der Röntgen-[illegible] . . . . . .
19. [illegible] der Entladungsstromstärken [illegible] . . . . . .
[illegible] Quecksilberluftpumpe .
[illegible] rung des Hofmeister'-
[illegible] . . . . . .

[illegible] bestimmten Abh

Gährungsphysiologisches Laboratorium
von Alfred Jörgensen zu Kopenhagen (V).

Gegründet 1881.

Praktikanten-Laboratorium.

Unterrichtskurse in Gährungsphysiologie und Gährungstechnik für **Anfänger** und für **weiter Fortgeschrittene** mit besonderer Berücksichtigung des **Hansenschen Systems** für **Reincultur** und **Analyse der Hefen**, sowie der Anwendung ausgewählter Heferassen in der Praxis. Vergleichende Versuche mit Massenculturen. Propagierapparate. Aufbewahrung der Hefen. Betriebscontrolle. Reinculturen von Milchsäurebacterien, Essigsäurebacterien u. s. w. Zymotechnische Luft- und Wasser-Analyse. — Das Laboratorium besitzt eine ausgewählte Sammlung von Culturhefen, Krankheitshefen, Schimmelpilzen und Gährungsbacterien.

Jeder einzelne Studierende empfängt separaten Unterricht je nach Standpunkt und Studienzweck. Der Unterricht wird in der deutschen, englischen, französischen und dänischen Sprache gegeben. Zutritt nach Vereinbarung. Lehrbücher: **E. Chr. Hansen**, „Untersuchungen aus der Praxis der Gährungsindustrie" (Oldenbourg, München), 3. Ausgabe. Auch englische und französische Ausgabe. **Alfred Jörgensen**, „Die Mikroorganismen der Gährungsindustrie" (Parey, Berlin), 3. Ausgabe. Auch englische und französische Ausgabe

Laboratorium für analytische Untersuchungen und für Hefenreinzucht.

Aufschlüsse in allen auf Hefe und Gährung sich beziehenden Fragen. Betriebscontrolle. **Betriebsrevisionen mit specieller Berücksichtigung der rationellen Behandlung der Hefe.** Analysen von Hefen, Malz, Wasser u. s. w. — Reine Culturen von ausgewählten Heferassen (**Hansen's Methode**): Hefen für Exportbiere (darunter Hefen, mit sehr hohem Vergährungsgrade), für gewöhnliche Lagerbiere (helle und dunkle Biere) für Fass- oder Schenkbiere. Obergährige Hefen für schnell klärende, schwach vergohrene Biere, für stark und schwach vergohrene Lagerbiere. Hefen für Brennerei, Hefefabrikation, Lufthefefabrikation, Melassehefen. Weinhefen, Fruchtweinhefen u. s. w. Milchzucker vergährende Hefen. — Herstellung reiner Culturen aus unreinen Hefeproben. — Ausführliche Anleitung zum Gebrauche der Hefe in der Praxis. Anleitung an Ort und Stelle zur Anwendung des Hefepropagierapparates. Eine Reincultur einer geprüften Heferasse kann mitgebracht werden. — Gegen eine jährliche, sehr mässige Entschädigung führt das Laboratorium die nothwendigen Analysen für Haupt- und Nachgährung aus, ertheilt erfahrungsmässige Rathschläge und Aufklärungen und versieht den Betrieb mit einer passenden Anzahl Hefe-Reincultureu — Untersuchungen wegen Patentsachen bezüglich des Gährungswesens.

Ausführliches Programm resp. Tarif gratis und franco.

E. Leitz, Wetzlar.

Filialen: Berlin N.W. u. New York 411 W. 59. Str.

Mikroskope

Mikrotome, Lupen-Mikroskope und mikrophotogr. Apparate.

Ueber 40000 Leitz-Mikroskope im Gebrauch.

Kataloge in deutscher, englischer und französischer Sprache kostenfrei.

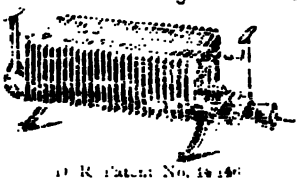
Gülcher's Thermosäulen mit Gasheizung.

Vortheilhafter Ersatz für galvanische Elemente.

Constante electromotorische Kraft.

Geringer Gasverbrauch.

Hoher Nutzeffect.



Keine Dämpfe kein Geruch.

Keine Polarisation, daher keine Erschöpfung.

Betriebsstörungen ausgeschlossen.

D. R. Patent No. 19146

Alleiniger Fabrikant: Julius Pintsch, Berlin O., Andreasstr.

Niederlage auch bei E. Leybold's Nachf., Cöln a. Rhein.

Verlag von Johann Ambrosius Barth in Leipz

Soeben wurde vollständig:

Poggendorff's

Biographisch-litterarisches Wörterbuc

zur

Geschichte der exacten Wissenschaften,

enthaltend

Nachweisungen über Lebensverhältnisse und Leistungen
Mathematikern, Astronomen, Physikern, Chemikern, Mineralo
Geologen, Geographen u. s. w. aller Völker und Zeiten.

III. Band (die Jahre 1858—1883 und Ergänzungen enthalte

Herausgegeben von

Dr. B. Feddersen und Prof. Dr. A. v. Oettingen.

Complet VIII, 1496 S. gr. 8°.

Preis M. 45.—
Dasselbe gebunden in Halbfr. M. 49.—
Einband-Decke allein M. 2.40.

Der Preis der Bände I/II ist, solange die dafür bestimmte
Exemplare reichen, herabgesetzt auf M. 29.—
In Halbfranz in 2 Bände geb. M. 34.—

Optisches Institut
von
C. REICHER
WIEN

Brüssel 1888, Chicago 1893, Erfurt 1894:
Vorzüglichkeitspreise und höchste Auszeichnungen.

Ephraim Greiner, Stützerbach (Thür.)

(Inhaber: **Bieler, Greiner & Kühn**)

Glas-Instrumenten-, Apparaten- u. Hohlglas-Fabrik.

Fabricirt und liefert **aus Glas von vorzüglich chemisch-technischer Beschaffenheit** als Specialitäten:

Apparate u. Instrumente *jeder Art* für Chemiker, Physiker, Aerzte, Pharmaceuten, Techniker, allerlei Fabrikgebrauch, zur technischen Gasanalyse, zur Maassanalyse, zur Prüfung u. Untersuchung von Milch etc. — **Patent-Kühlapparate** nach Dr. Ferd. Evers. **Glashähne D.R.G.M.**

Neu! **Geaichte chem. Messgeräthe** nach Vorschrift d. K. Normal-Aich. Com. **Geaichte Thermo-Alkoholometer nach Gewichtsprocenten u. Thermo-Aräometer f. Mineralöle n. specif. Gewicht,** mit Aichscheinen.

Normal- **Aräometer, -Milchprober, -Saccharometer, -Thermometer,** sowie **chemische Thermometer** *aus Jenaer Normal- und Borosilikatglas,* mit und ohne amtlichen Prüfungsschein.

Waagen für alle speciellen Flussigkeiten der Alkoholometrie, Aräometrie, Saccharometrie etc.

Thermometer *für alle Zwecke*. **Quecksilber-Barometer u. Barometerröhren.**

Glasröhren u. -Stäbe. In der Glashütte gefertigte Hohlglasartikel.

Horn- u. Beinwaaren, Platin- u. Porzellangeräthe, Stative u. Ausrustungsartikel.

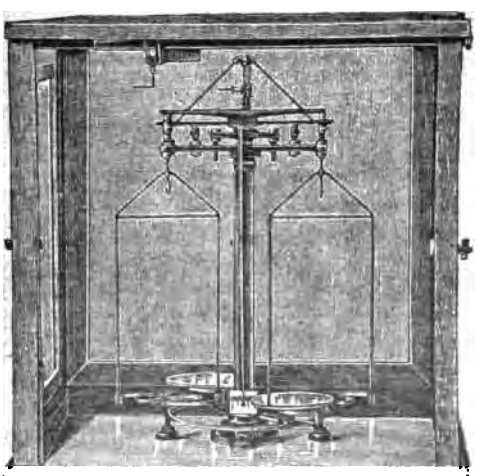
Analysen-, Brief-, Hand-, Hydrostatische, Präcisions- u. Tarirwaagen, sowie **Gewichte,** geaicht u. ungeaicht, **bester Qualität,** zu Fabrikpreisen.

Exacte Ausführung. Export nach allen Ländern. Kataloge auf Wunsch franco. **Mässige Preise.**

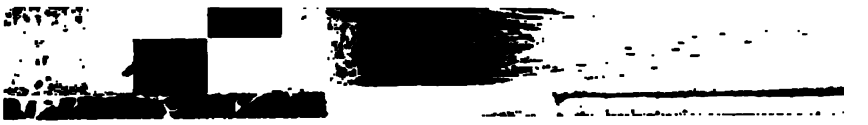
Werkstatt für Praecisionswaagen von Paul Bunge

Hamburg, Ottostr. 13.

Physikalische und analytische Waagen mit und ohne Ablesevorrichtung. Gewichte aus Argentan fl, verplatinirtem Messing, Bergkrystall, Platin-Iridium mit grösster Genauigkeit unter sich und mit den Normalen stimmend.



Analytische Wa[illegible] derselben [illegible]



Verlag von **F. A. Brockhaus** in Leipzig.

Soeben erschien:

Supplement

zu

Nansen, In Nacht und Eis

in einem Bande unter dem Doppeltitel:

Wir Framleute.

Von

Bernhard Nordahl.

Nansen und ich auf 86° 14′.

Von

Lieutenant Hjalmar Johansen.

Mit 86 Abbildungen und 4 Chromotafeln.

Autorisierte Ausgabe.

Geh. 9 M. Geb. 10 M.

[illegible] der Liebhabergabe von „In Nacht und Eis“ [illegible] Lfg. 37—54 zu beziehen.

[illegible] Ergänzung von Nansens Werk bildet [illegible] Heimat als Geschick über ihre inte[illegible] [illegible]en Nansens Nordahl, der Erst[illegible] Wir Framleute“ die ganze Fahrt de[illegible] [illegible]et Johansen giebt in seinem Berich[illegible] [illegible]d wie anschauliche Darstellung, [illegible] Nansen allein unternahm und [illegible] [illegible], jeder Leser von Nansen[illegible] [illegible]n Spannung wie das Hauptwerk [illegible] [illegible]etafeln ist ebenso reich als di[illegible] [illegible]e Ausgabe erschienen ist.

[illegible] und Eis.

[illegible]pedition 1893—1896.

[illegible] Nansen.

[illegible] Otto Sverdrup.

[illegible]sgabe.

[illegible] Chromotafeln u. 4 Karten [illegible] in 20 M.

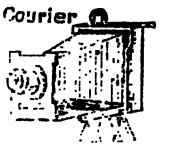
[illegible] Nansen selbst über die Er[illegible] sensationellen Polarfahrt.

Chr. Harbers, Leipzig,

Specialhaus für Photographie-Bedarf.

Gegründet 1880.

Lieferant Königlicher und Universitäts-Behörden.



Mein Preislisten-Cyclus, redigirt von Professor Dr. G. Aarland, n 17 Heften mit ausführlichem Inhaltsverzeichniss erschienen, und et, von allen Seiten anerkannt, ein werthvolles Nachschlagebuch.

Meine werthen Kunden erhalten den Cyclus in hocheleganter molmappe, wie auch weiter erscheinende Hefte, gratis und franco.

Andere Reflectanten zahlen hierfür ℳ 2.50.

Heft I, mit wissenschaftlichen und gebräuchlichen Namen aller in acht kommender Chemikalien, wird Jedermann bereitwilligst gratis franco zugesandt. Jede Auskunft wird bereitwilligst ertheilt.

Leipzig, Markt 6. I. **Chr. Harbers.**

Linear- und Flächen-Bolometer

nach Lummer-Kurlbaum.

latinblech zu den Gittern 1/1000 mm.

Preislisten kostenlos.

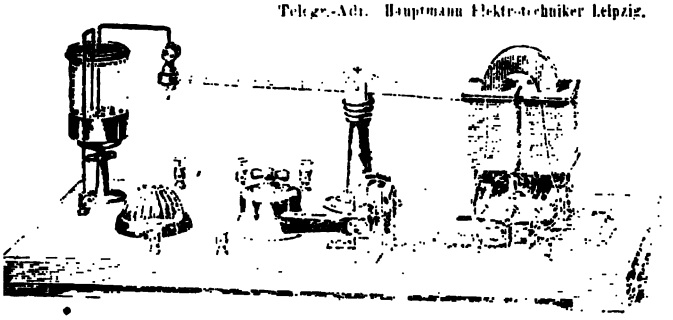
Paul Görs,

Berlin SW. 47, Hagelsbergerstr. 5.

. C. Hauptmann, Leipzig, Johannisgasse 10.

Inhaber: Jul. Carl Hauptmann.

Telegr.-Adr. Hauptmann Elektrotechniker Leipzig.



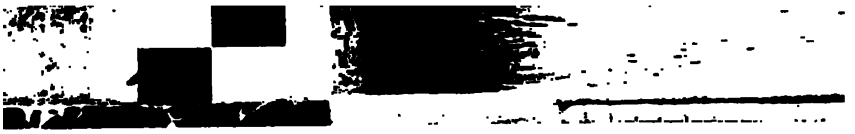
Quecksilberunterbrecher mit Elektromotor

Funkeninduktoren [illegible] **No. 97887**

Lieferung [illegible] **Einrichtungen für Röntgen-Atelier's.**

[illegible]

Dynamomaschinen [illegible]



Verlag von Johann Ambrosius Barth in Leipzig.

MAGNETISCHE KRAFTFELDER.

Die Erscheinungen
des Magnetismus, Elektromagnetismus und der Induktion
dargestellt
auf Grund des Kraftlinien-Begriffes
von
H. Ebert.
[illegible] Universität Kiel

XVI[illegible] Seiten mit 70 Abbildungen und 3 Tafeln. 1897.

[illegible] M. 18.–, geb. M. 19.–

[illegible] Teile zusammen 80 Pf.

Z[illegible]. Urteile: Der Verfasser zeigt in der [illegible] Seite eine ganz hervorragende [illegible] ner Fähigkeit zeigt, den zu [illegible] barkeit, Schlichtheit und [illegible] Leser wirken zu lassen ... [illegible] angenehmer Führer in das [illegible] pfohlen werden.

[illegible] Buch ist für Elektrotechniker [illegible] ersteren, weil es in ein[illegible] neuen Anschauungen zu[illegible] gebotenen Art darstellt; für [illegible] die althergebrachten [illegible] und durch neue ersetzt

Halle, Steglitz b. Berlin.

Nicolprismen
Quarzprismen
Glasprismen
Planplatten
etc. etc.

ten versende kostenfrei.

Die Annalen der Physik und Chemie

sind das **vornehmste** u. **bewährteste Ankündigungsmittel** auf dem Gebiete der Physik und Elektrizitätslehre!

Preis pro 1spalt. Petit-Zeile M. —.30.
Bei Wiederholung entsprechender Rabatt!

Ca. Chlormagnesium

geschmolzen und krystallisirt
liefert als Specialität

„ORDIA", chemische Fabrik auf Actien,
Leopoldshall bei Stassfurt,

Spinnereien, Webereien, Appretur-Anstalten, Färbereien, Eis-Fabriken als Kälte übertragende Flüssigkeit (Chlorcalcium), zur Darstellung von **Magnesia-Steinen** und **-Fliesen** etc. etc.

= Muster und Preise stehen zu Diensten. =

Röntgen-Apparate

vorzüglichster Wirkung

fertigt als Spezialität

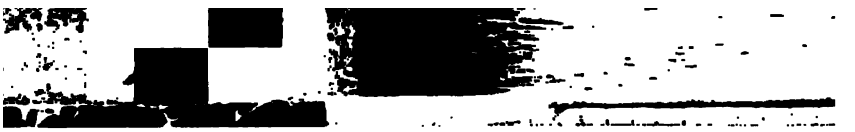
Voltohm

Elektricitäts-Gesellschaft A.-G.

München.

Anerkennungen hervorragender Autoritäten.

Prospekt und Preise kostenfrei.



Funkeninductoren zu Röntgen'schen Versuchen.

Compensationsapparate mit Clarke's Normalelement,
Rheostaten, Vorschaltwiderstände, physikalische Apparate.
Elemente und Tauchbatterieen.

Ampèremeter. Voltmeter, Milli-Ampèremeter.

Vierspuliges astatisches

Spiegelgalvanometer

von **Dr. du Bois** und **Prof. Dr. Rubens.**

Pyrometer mit Thermo-Element.

Preisverzeichnisse kostenfrei.

Keiser & Schmidt,
Berlin N., Johannisstrasse 20.

Wissenschaftliche und technische Instrument
für
elektrische und magnetische Messungen
liefern
Hartmann & Braun, **Frankfurt a. M.**

...den modernen Hilfsmittel
...schaftlicher Leitung stehende
...sgelände.

... Ausgaben deutsch, englisc
... Beschreibungen, enthält in
...eter
... über Empfindlichkeit,
...
...strumenten,
...
...n. Reichsanstalt
...strumenten Apparate,
...r Schulzwecke.
...ungen
...eter u. Zähler
...der Messgrösse.

Verlag von **Johann Ambrosius Barth** in Leipzig.

Lehrbuch der Experimentalphysik

von

Dr. E. v. Lommel,

Professor der Physik an der Universität München.

Vierte Auflage.

X, 558 Seiten gr. 8° mit 430 Abbildungen und einer Spektraltafel. 1898.
Preis geh. M. 6.40, geb. M. 7.20.

Zeitschrift für den physikalischen und chemischen Unterricht: Das Buch wird beim Unterricht, zur Wiederholung und zur Selbstbelehrung weitesten Kreisen Nutzen bringen.

Zeitschrift für physikalische Chemie: Das vorliegende Werk wird den Bedürfnissen des angehenden Chemikers, der sich eine solide und sachgemässe elementare Kenntniss der Physik erwerben will, wohl entsprechen, denn es erweist sich als die Arbeit eines erfahrenen Lehrers und nüchternen Physikers.

Elektrotechnische Zeitschrift: Das Buch ist in seiner Art sehr vorzüglich und kann auch zum Selbststudium empfohlen werden.

Wiener Zeitschrift für das Realschulwesen: Wir müssen das vorliegende Lehrbuch, schon was die Reichhaltigkeit betrifft, den besten derartigen an die Seite stellen. Aber auch in Bezug auf die klare und übersichtliche Darstellung — selbst der schwierigsten Partien — entspricht es den strengsten Anforderungen.

Max Kohl, Chemnitz i. S.

Werkstätte für Präzisionsmechanik,

fertigt als Spezialität:

Grosse Funken-Induktoren

in höchster Vollkommenheit und gegen Durchschlagen gesichert, von 100—1000 mm Schlagweite, mit Platin- und Quecksilber-Unterbrecher.

Neuheit: Rotirender Quecksilber-Unterbrecher f. grössere Induktoren.

Dieser Apparat funktionirt vorzüglich und arbeitet ohne Spritzen. Er eignet sich speziell für Röntgen-Aufnahmen sowie Durchleuchtungen, seine Schnelligkeit ist in weiten Grenzen regulirbar.

Neue, vorzügliche Röntgen-Röhren.

Praktische Stative für dieselben, mit schwerem Eisenfuss, langer isolirender Klemme, gestattend, die Röhre jedem Körpertheil beliebig zu nähern.

Kryptoskope in verbesserter, sehr begrenzter Anordnung.

Fabrikation physikalischer Instrumente. Apparate nach Tesla, Hertz, Marconi.

Alle Apparate für Versuche mit Strömen hoher Wechselzahl.

Projektionsapparate für Bogenlicht, Kalklicht oder Zirkonbeleuchtung in vervollständigter optischer Bank.

Durch einfache, [illegible] ist es möglich, einen derartigen Apparat [illegible] zu beziehen.

Vollständige [illegible] torien in gedrängter [illegible] versitäten, technischen [illegible] zu Diensten. [illegible]

Spezial-Listen auf Wunsch.

Franz Schmidt & Haensch.

Werkstätten für Präcisions-
Mechanik und Optik

Berlin S.,

Stallschreiberstr
No. 4.

Polarisations-Apparate, Spektral-Apparate, Spektrometer, Photometer, Spektral-Photometer, Colorimeter, Refraktometer Projektions-Apparate mit sämmtlichen Neben-Einrichtungen (optische Bänke etc.), **mikrophotographische Apparate, Ablese-Fernrohr** und **-Mikroskope** etc. etc.

Prospecte gratis und franco.

Thüringische Glasinstrumentenfabrik

von

Alt, Eberhardt & Jäger

in **Ilmenau** (Thüringen).

Eigene Hohlglashüttenwerke.

Glasschleiferei, Lampenbläsereien, Thermometer- und Holzwaarenfabriken.

Mechanische Werkstatt, Schriftmalerei und Emailliranstalt.

Apparate
für alle speciellen Untersuchungen der Technik.

Aräometer (amtlich geprüft) für Wissenschaft und Technik.

Lager von Glasgefässen
für naturwissenschaftliche Museen, Apotheken, Laboratorien.

Vollständige Einrichtungen von chem. Laboratorien.

Naturwissenschaftliche Apparate und Utensilien.

Bacteriologische, gasanalytische, bodenkundliche, chemische, physikalische u. mikroskopische **Glasapparate.**

Amtlich geprüfte Thermometer
aus Jenaer Normalglas.

Chemische u. Aerztliche Thermometer
mit Prüfungsscheinen.

Glasgefässe aus Jenaer Geräthegla

Sämmtliche Apparate werden auf das Exacteste nach **neuesten wissenschaftlichen Principien** ausgeführt und **vor** dem **Versandt** auf ihre Brauchbarkeit im **eigenen Laboratorium geprüft.**

Dr. H. GEISSLER's NACHF. FR. MÜLLER

Gegründ. 1840 — **BONN** — Gegründ. 1840.

Specialität: Roentgen-Röhren

Neuheit · Einpolige Roentgen-Röhren für Tesla-Ströme nach Dr. Pflüger Neuheit

von vorzüglicher Wirkung, Anfertigung von Röhren jeder gewünschten Art nach Angabe, Geissler- u. Crookes-Röhren.

Spectralröhren, Teslaröhren, Argon- u. Heliumröhren etc.

Quecksilberluftpumpen, Präcisions-Glasinstrumente.

Dr. Schleussner's Trockenplatten

freuen sich auch in wissenschaftlichen Kreisen wegen ihrer hen **Empfindlichkeit** und **Gleichmässigkeit** einer allgemeinen Beliebtheit.

Spezialitäten: Momentplatten für Astronomische und **Röntgen**-**ufnahmen,** für Aufnahmen fliegender Geschosse, **Microphotographie** d Spectralphotographie. — **Orthochromatische** Platten, **Abzieh**-**atten** für Lichtdruck, Celluloïdfolien.

Trockenplattenfabrik a. Actien

vormals **Dr. C. Schleussner** in **Frankfurt a. M.**

R. Fuess

mechanisch-optische Werkstätten.

Steglitz bei Berlin.

Abth. I. **Spectrometer, Quarz- und Vacuum-Spectrographen** n. V. Schumann, **Gitterspektrographen, Refractometer** und **Goniometer** verschiedenster Construction.

Heliostaten, Kathetometer, Ablesefernrohre.

Polarisations- und **Axenwinkelapparate.**

Mikroskope für physikalische u. mineralog. Untersuchungen.

Krystallpräparate, Dünnschliffe, Prismen, Quarz

Schneide- und Schleifmaschinen.

Projectionsapparate und optische Bänke [illegible] Catalog auf diesen Gebiet.

Vergrösserungs- und mikrophotographische Apparate.

Abth. II. Sämmtliche Instrumente für Meteorologie etc.: **Stations-,** Reise- [illegible] **rende** Barometer, [illegible] **technische** Zwecke, Anemometer **für die** Controle der Ventilation in Gebäuden und **Bergwerken;** [illegible]

Abth. III. Apparate für Hydrotechnik etc.

= *Sämmtliche Instrumente sind meist am Lager.* =

Apparate für Marconi'sche und Hertz'sche Versuche

nach Angabe von

Prof. Dr. Szymanski.

Keiser & Schmidt, Berlin N., Johannisstr.

Physikalisch-mechanisches Institut

von

Prof. Dr. M. Th. Edelmann in München

Präcisions-Messapparate im Bereiche von Elektrizität, Erdmagnetismus, Elektrotechnik etc.

(Preisverzeichniss, reich illustrirt, gratis.)

Gustav Eger, Graz.

Anfertigung und Lager **chemischer, physikalischer, bakteriologischer Instrumente und Apparate.**

Vollständige Einrichtung von **chemischen Laboratorien.**

Automatische continuirlich wirkende Quecksilberpumpen (Patent Eger), vorzüglich geeignet zum Auspumpen von Röntgen-Röhren u. dgl. **Wasserstrahl Saug- und Gebläsepumpe** eigener Construction.

Eigene Glasbläserei, Glasschleiferei u. Mechanische Werkstätte.

Zu kaufen gesucht:

Projections-Appara

es Institut von

Fabrik elektrischer Apparate
Dr. MAX LEVY
2a Chausseestrasse BERLIN N. 4 Chausseestrasse 2a
Specialfabrik für Röntgenapparate.

Die Fabrik besteht aus 4 Abteilungen:

1. **der mechanischen Werkstätte zur Herstellung von Induktoren, Unterbrechern etc.;**
2. **der Werkstätte zur Herstellung von Bariumplatincyanür- und Verstärkungsschirmen;**
3. **der Glasbläserei und Pumpstation zur Herstellung von Röntgenröhren;**
4. **der Abteilung für Nebenapparate, wie Kassetten, Stative, Tische etc.**

Illustrierte Preisliste, Drucksachen, Voranschläge kostenfrei.

Verlag von Johann Ambrosius Barth in Leipzig.

ELEMENTE
DER
THEORETISCHEN PHYSIK.

Von

C. Christiansen,

Professor an der Universität Kopenhagen.

Deutsch von Dr. Joh. Müller.

Mit einem Vorworte von Prof. E. Wiedemann.

XII, 458 S. m. 143 Fig. 1894. Preis M. 10.

Elektrotechn. Zeitschrift: Das Buch ist für das Anfangsstudium in hohem Grade geeignet und dürfte namentlich auch den Studierenden der technischen Wissenschaften wegen der knappen Form der Darstellung aufs wärmste zu empfehlen sein. Wir wünschen ihm bald in weiteren Kreisen Verbreitung.

Dinglers polytechn. Journal: Das Werk ist [illegible] zum Studium [illegible]

Elektrotechn. Echo: [illegible] die mathematisch[illegible] Forschungen der [illegible] theoretische Physik [illegible]

Verlag von Johann Ambrosius Barth in Leipzig.

Mehrere Abonnenten der Annalen besitzen den als

Jubelband

zur Feier des 50jährigen Doctorjubiläums

des Herausgebers

Herrn Geheimrath Prof. Dr. G. Wiedemann

erschienen

63. Band

noch [illegible] hinzuweisen, dass derselbe [illegible] aus der Feder namhafter Auto- [illegible] allen aufmerksamen Annalen- [illegible]

[illegible] Preis 5 Mark.

Hochachtungsvoll

Johann Ambrosius Barth.

München.

Geschlossen am 25. Juni 1898.

1898. **№ 7.**

ANNALEN

DER

PHYSIK UND CHEMIE.

BEGRÜNDET UND FORTGEFÜHRT DURCH

F. A. C. GREN, L. W. GILBERT, J. C. POGGENDORFF.

NEUE FOLGE

BAND 65. HEFT 3.

DER GANZEN FOLGE 301. BANDES 3. HEFT.

UNTER MITWIRKUNG

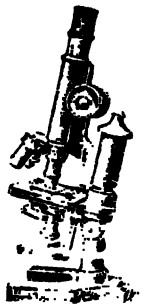
DER PHYSIKALISCHEN GESELLSCHAFT ZU BERLIN

UND INSBESONDERE VON

M. PLANCK

HERAUSGEGEBEN VON

G. UND E. WIEDEMANN.



E. Leitz, Wetzlar.

Filialen: Berlin N.W. u. New York 411 W. 59. S

Mikroskope

Mikrotome, Lupen-Mikroskope und mikrophotogr. Apparate.

Ueber 40000 Leitz-Mikroskope im Gebrauch.

Kataloge in deutscher, englischer und französischer Sprache kostenfrei.

Linear- und Flächen-Bolometer

nach Lummer-Kurlbaum.

Platinblech zu den Gittern 1/1000 mm

Preislisten kostenlos.

Paul Görs,

Berlin SW. 47, Hagelsbergerstr. 5.

Gülcher's Thermosäulen mit Gasheizung.

Vortheilhafter Ersatz für galvanische Elemente.

Constante elektromotorische Kraft

Keine Dämpfe kein Geruch.

Keine Polarisation, daher keine Erschöpfung.

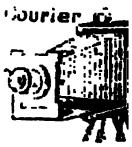
Betriebsstörungen ausgeschlossen.

Berlin O., Andreasstr. 72/73.

Gülcher's Nachf., Cöln a. Rhein.

Leipzig,

graphie-Bedarf.



Behörden.

Professor Dr. G. Anrla

Verzeichniss erschienen,

Nachschlagebuch.

Buches in hochelegan

Preise gratis und franco

Deutschen Namen aller

bereitwilligst gr

willigst ertheilt.

Chr. Harber

Wir kaufen zu jedem annehmbaren Preise:

Wiedemann's Annalen.

Complete Reihe oder einzelne Bände.

Gefl. Angebote mit Preisangabe an:

Speyer & Peters, Berlin N.W. 7, Unter den Linden 43.

Ia. Chlormagnesium

geschmolzen und krystallisirt

liefert als Specialität

CONCORDIA", chemische Fabrik auf Actien,

Leopoldshall bei Stassfurt,

für Spinnereien, Webereien, Appretur-Anstalten, Färbereien, rauereien uud Eis-Fabriken als Kälte übertragende Flüssigkeit **rsatz für Chlorcalcium**), zur Darstellung von **Magnesia-Steinen** und **-Fliesen** etc. etc.

Muster und Preise stehen zu Diensten.

Verlag von Johann Ambrosius Barth in Leipzig.

Soeben erschien und sei bestens empfohlen:

Ueber das Pathologische

bei

GOETHE

von

Dr. P. J. Möbius,

broschirt M. 2.10,

ethan: Einmal hat
rankhafte Geisteszust
eihe pathologischer
nd besprochen.
chen Standpunkte
oethe der Satz gi
Es werden al
archaus neuen
ach beiden Richt

E. Leitz, Wetzlar.

Filialen: Berlin N.W. u. New York 411 W. 59

Mikroskope

Mikrotome, Lupen-Mikroskope und
mikrophotogr. Apparate.

Ueber 40000 Leitz-Mikroskope im Gebrau

Kataloge in deutscher, englischer und französi
Sprache kostenfrei.

Linear- und Flächen-Bolometer

nach Lummer-Kurlbaum.

Platinblech zu den Gittern 1/1000 m

Preislisten kostenlos.

Paul Görs,

Berlin SW. 47, Hagelsbergerstr. 5.

Gülcher's Thermosäulen mit Gasheizung

Vortheilhafter Ersatz für galvanische Elemente.

Constante electro-
motorische Kraft.

Keine Dämp
kein Geruch

Max Kohl, Chemnitz i. S.

Werkstätte für Präzisionsmechanik,

fertigt als Spezialität:

Grosse Funken-Induktoren

in höchster Vollkommenheit und gegen Durchschlagen gesichert, von 100—1000 mm Schlagweite, mit Platin- und Quecksilber-Unterbrecher.

Neuheit: Rotirender Quecksilber-Unterbrecher f. grössere Induktoren.

Dieser Apparat funktionirt vorzüglich und arbeitet ohne Spritzen. Er eignet sich speziell für Röntgen-Aufnahmen sowie Durchleuchtungen, seine Schnelligkeit ist in weiten Grenzen regulirbar.

Neue, vorzügliche Röntgen-Röhren.

Praktische Stative für dieselben, mit schwerem Eisenfuss, langer isolirender Klemme, gestattend, die Röhre jedem Körpertheil beliebig zu nähern.

Kryptoskope in verbesserter, sehr bequemer Anordnung.

Fabrikation physikalischer Instrumente, Apparate nach Tesla, Hertz, Marconi.

Alle Apparate für Versuche mit Strömen hoher Wechselzahl.

Projektionsapparate für Bogenlicht, Kalklicht oder Zirkonbeleuchtung, mit angesetzter optischer Bank.

Durch einfache, aber vortheilhafte Anordnung ist es möglich, einen derartigen Apparat mit guter Optik schon zu sehr mässigem Preise zu liefern.

Vollständige Einrichtungen von physikalischen und chemischen Auditorien in gediegener, zweckmässiger Ausführung. Referenzen von Universitäten, technischen Hochschulen, Gymnasien, Realgymnasien etc. stehen zu Diensten. Bis jetzt sind 106 Einrichtungen geliefert worden.

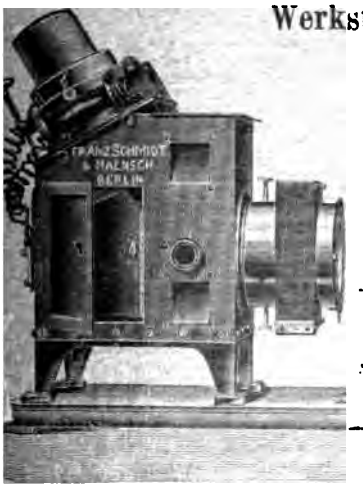
Spezial-Listen auf Wunsch.

Franz Schmidt & Haensch,

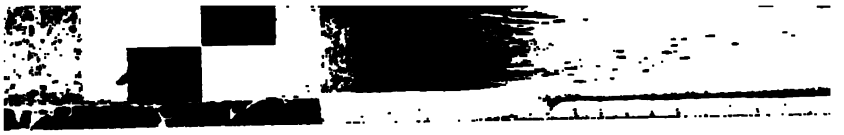
Werkstätten für Präcisions-Mechanik und Optik,

Berlin S.,

Stallschreiberstr. No 4.



Polarisation
Photometer
Projektions
Bänke etc.



Thüringische Glasinstrumentenfabrik

von

Alt, Eberhardt & Jäger

in **Ilmenau** (Thüringen).

Eigene Hohlglashüttenwerke.

Glasschleiferei, Lampenbläsereien, Thermometer- un Holzwaarenfabriken.

Mechanische Werkstatt, Schriftmalerei und Emailliranstalt.

Apparate
für alle speciellen Untersuchungen der Technik.

Aräometer (amtlich geprüft) für Wissenschaft und Technik.

Lager von Glasgefässen
für naturwissen-chaftliche Museen. Apotheken, Laboratorien.

Vollständige Einrichtungen von chem. Laboratorien.

Naturwissenschaftliche Apparate un Utensilien.

Bacteriologische, gasanalytische, bodenkundliche, chemische, physik u. mikroskopische **Glasapparate.**

Amtlich geprüfte Thermometer
aus Jenaer Normalglas.

Chemische u. Aerztliche Thermomet
mit Prüfungsscheinen.

Glasgefässe aus Jenaer Geräthegla

Sämmtliche Apparate werden auf das Exacteste **nach neuesten** wissenschaftlichen Principien ausgeführt und **vor** dem **Versandt** auf ihr Brauchbarkeit im **eigenen Laboratorium geprüft.**

Gährungsphysiologisches Laboratorium

. d. Alfred Jörgensen zu Kopenhagen (V

Gegründet 1881.

Productions-Laboratorium.

... Gährungstechnik für **Anfänger** u
... Berücksichtigung des **Hansensch**
... **Hefen**, sowie der Anwendung aus
... Versuche mit Massenculturen. Propagi
... Reinculturen von Milchsäureb
... und Wasser-Analyse. — Das
... Krankheitshefen, Schimm

... Unterricht je nach Standpunkt u
... englischen, französischen und d
... Lehrbücher: **E. Chr. Hanse**
... Oberdorfer, München), 3. Ausga
... Jörgenson, „Die Mikroorganismen
... dänische und französische Ausga

... Untersuchungen und für
... sucht.

... technischen Fragen. Betriebs
... **Berücksichtigung der rationell**
... Wasser u. s. w. — Reine Culm
... Hefen für Exportbier. (darun
... Lagerbiere helle und dun
... hell klarende, schwach
... Hefen für Brennerei, H
... Weinhefen u. s. w. Mil
... unreinen Hefeproben.
... Anleitung an Ort
... Cultur einer geprüften H
... massige Entschädigung fü
... Nachgährung aus, erth
... den Betrieb mit einer
... Patentsachen bezüglich

... gratis und franco.

R. Fuess

mechanisch-optische Werkstätten.

Steglitz bei Berlin.

›th. I. Spectrometer, Quarz- und Vacuum-Spectrographen n. V. Schumann, **Gitterspektrographen, Refractometer** und **Goniometer** verschiedenster Construction.
:ellostaten, Kathetometer, Ablesefernrohre.
olarisations- und Axenwinkelapparate.
Ilikroskope für physikalische u. mineralog. Untersuchungen.
Krystallpräparate, Dünnschliffe, Prismen, Linsen.
chneide- und Schleifmaschinen.
rojectionsapparate und optische Bänke (reichhaltigster Catalog auf diesem Gebiet).
ergrösserungs- und mikrophotographische Apparate.
›th. II. Sämmtliche Instrumente für Meteorologie etc.: tations-, Reise-, Laboratoriums- und Schiffsbarometer; registrirende Barometer; Thermometer für chemisch-physikalische und technische Zwecke, registrirende Thermometer; **Anemometer ir die Controlle der Ventilation in Gebäuden und Bergwerken;** Wind- und Regenmesser, einfach und registrirend.
›th. III. Apparate für Hydrotechnik etc.
Sämmtliche Instrumente sind meist am Lager. =

Röntgen-Apparate

vorzüglichster Wirkung

fertigt als Spezialität

Voltohm

Elektrizitäts-Gesellschaft A.-G.

Anerken[illegible]

besondere:

Galvanometer

verschiedener Gattung, mit Angaben über Empfindlic

alle Arten von

Widerstands-Messinstrumenten,

Normalien

nach Modellen der Physikal.-Techn. Reichsa

sämmtliche von **Fr. Kohlrausch** konstruirten App

neues Instrumentarium für Schulzwec

Ferner für elektrische Leitungen

Ampère- u. Voltmeter, Wattmeter u. Zähl

für Gleich- und Wechselstrom jeder Messgrösse.

Fabrik elektrischer Appar

Dr. MAX LEVY

2a Chausseestrasse **BERLIN N. 4** **Chausseest**

Specialfabrik für Röntgenapparate.

Die Fabrik besteht aus 4 Abteilungen:

1. Abteilung für Werkstätte zur Herstellung von **Induktore**
2. Abteilung für Herstellung von **Bariumplatincyanür-**
3. Abteilung für Herstellung von **Röntge**
4. Abteilung für Kostenanschläge, **Voranschläge kost**

Trockenplatt

Für tropischen Kreisen **weg**

Haltbarkeit einer all

Astronomische und

Funkeninductoren zu Röntgen'schen Versuchen.

Compensationsapparate mit Clarke's Normalelement,
Rheostaten, Vorschaltwiderstände, physikalische Apparate.
Elemente und Tauchbatterieen.

Ampèremeter, Voltmeter, Milli-Ampèremeter.

Vierspuliges astatisches

Spiegelgalvanometer

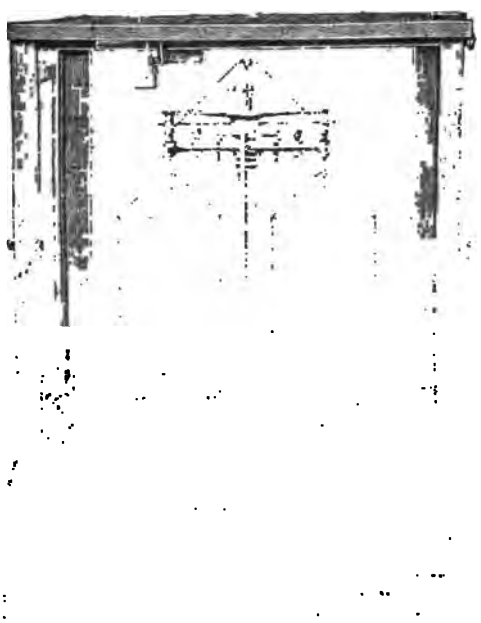
von **Dr. du Bois** und **Prof. Dr. Rubens.**

Pyrometer mit Thermo-Element.

Preisverzeichnisse kostenfrei.

Keiser & Schmidt,
Berlin N., Johannisstrasse 20.

Werkstatt für Praecisionswaagen von Paul Bunge
Hamburg, Ottostr. 13.



Physikalische und analytische Waagen mit und ohne Lehrvorrichtung. Gewichte aus Argentan fl. verplatinirtem Messing, Bergcrystall, Platin-Iridium mit grösster Genauigkeit unter sich und mit den Normalen stimmend.

Analytische ... dersel...

... Vorrichtung zur ... ... Gehäuse mit ... Meter. zur Ver- ... Empfindlichkeit.

Physikalisch-mechanisches Institut

von

Prof. Dr. M. Th. Edelmann in Münche

Präcisions-Messapparate im Bereiche von Elektrizität, Erdmagnetismus, Elektrotechnik etc.

(Preisverzeichniss, reich illustrirt, gratis.)

Projections-Apparate.

Optisches Institut von

A. Krüss in Hamburg.

Gustav Eger, Gra

Anfertigung und Lager
chemischer, physikalischer,
terliologischer Instrumente
Apparate.

Vollständige Einrichtung v
chemischen Laboratorie
Automatische continuirlich
kende Quecksilberpumpen (P
Eger), vorzüglich geeignet zum
pumpen von Röntgen-Röhren e
Wasserstrahl Saug- und Geb
pumpe eigener Construction

Eigene Glasbläserei, Glasschleife
Mechanische Werkstätte.

Abdampfgläser Glasschalen
(D. R.-G.-M.)

Brüssel 1888, Chicago 1893, Erfurt 1894:
Vorzüglichkeitspreise und höchste Auszeichnungen.

Ephraim Greiner, Stützerbach (Thür.)

(Inhaber: **Bieler, Greiner & Kühn**)

Glas-Instrumenten-, Apparaten- u. Hohlglas-Fabrik.

Fabricirt und liefert **aus Glas von vorzüglich chemisch-technischer Beschaffenheit** als Specialitäten:

Apparate u. Instrumente *jeder Art* für Chemiker, Physiker, Aerzte, Pharmaceuten, Techniker, allerlei Fabrikgebrauch, zur technischen Gasanalyse, zur Maassanalyse, zur Prüfung u. Untersuchung von Milch etc. — **Patent-Kühlapparate** nach Dr. Ferd. Evers. **Glashähne D.R.G.M.**

Neu! **Geaichte chem. Messgeräthe** nach Vorschrift d. K. Normal-Aich.-Com.
Geaichte Thermo-Alkoholometer nach Gewichtsprocenten u. Thermo-Aräometer f. Mineralöle n. specif. Gewicht, mit Aichscheinen.

Normal- **Aräometer, -Milchprober, -Saccharometer, -Thermometer,** sowie **chemische Thermometer** *aus Jenaer Normal- und Borosilikatglas,* mit und ohne amtlichen Prüfungsschein.

Waagen für alle speciellen Flüssigkeiten der Alkoholometrie, Aräometrie, Saccharometrie etc.

Thermometer *für alle Zwecke*, **Quecksilber-Barometer u. Barometerröhren.**

Glasröhren u. -Stäbe. In der Glashütte gefertigte Hohlglasartikel.

Horn- u. Beinwaaren, Platin- u. Porzellangeräthe, Stative u. Ausrüstungsartikel.

Analysen-, Brief-, Hand-, Hydrostatische, Präcisions- u. Tarirwaagen, sowie **Gewichte,** geaicht u. ungeaicht, bester **Qualität,** zu Fabrikpreisen.

Exacte Ausführung. Export nach allen Ländern. Kataloge auf Wunsch franco. **Mässige Preise.**

Verlag von **Johann Ambrosius Barth** in Leipzig.

Lehrbuch der Experimentalphysik

von

Dr. E. v. Lommel,

Professor der Physik an der Universität München.

Vierte Auflage.

X, 558 Seiten gr. 8° mit 130 Abbildungen und einer Spektraltafel. 1898.
Preis geh. M. 6.40, geb. M. 7.20.

Zeitschrift für den physikalischen und chemischen Unterricht: Das Buch wird beim Unterricht, z. [illegible] Kreisen Nutzen bringen.

Zeitschrift für physikalische Chemie: [illegible] Bedürfnissen [illegible] gemässe elementare [illegible] denn es erw[illegible] nen Physikers.

Elektrotechnische Zeitschrift: [illegible] züglich und k[illegible]

Wiener Zeitschrift für das Realschulwesen: [illegible] Lehrbuch, [illegible] die Seite [illegible] Darstellung [illegible] sten Anforderungen.

Helmholtz'

Vorlesung

gestatte ich mir, die besondere Aufmerksamkeit der
leser zu lenken. Wo der Prospekt fehlen sollte,
Verlagsbuchhandlung gern auf direkte Anforderung
unberechnet nach.

Leipzig, Juli 1898.

Hochachtungsvoll

Johann Ambrosius

SEP 1900

Geschlossen am 15. Juli 1898.

1898. **№ 8.**

ANNALEN

DER

PHYSIK UND CHEMIE.

BEGRÜNDET UND FORTGEFÜHRT DURCH

P. A. C. GREN, L. W. GILBERT, J. C. POGGENDORFF.

NEUE FOLGE

BAND 65. HEFT 4.

DER GANZEN FOLGE 301. BANDES 4. HEFT.

UNTER MITWIRKUNG

DER PHYSIKALISCHEN GESELLSCHAFT ZU BERLIN

UND INSBESONDERE VON

M. PLANCK

HERAUSGEGEBEN VON

G. UND E. WIEDEMANN.

LEIPZIG, 1898.

VERLAG VON JOHANN AMBROSIUS BARTH.

Bestellung

Strahlung in absolutem Maass und die Strahlung des schwarzen Körpers zwischen 0 und 100 Grad . . . . . .
5. H. Ebert. Ueber die Verwendung hochfrequenter Wechselströme zum Studium electrischer Gasentladungen . . . . .
6. J. Hanauer. Ueber die Abhängigkeit der Capacität eines Condensators von der Frequenz der benutzten Wechselströme
7. A. Kalähne. Ueber die Spectra einiger Elemente bei der stetigen Glimmentladung in Geissler'schen Röhren und die Abhängigkeit der Lichtstrahlung von Stromstärke und Druck
8. G. Klinkert. Die Bewegung electromagnetisch erregter Saiten
9. M. Toepler. Beobachtung von Metalldampfschichtung bei electrischer Drahtzerstäubung . . . . . .
10. A. Schuster. Die magnetische Ablenkung der Kathodenstrahlen . . . . . .
11. O. Leppin. Wirkung verschiedenartiger Wellen auf den Branly'schen Cohärer . . . . . .
12. H. Benndorf. Ueber das Verhalten rotirender Isolatoren im Magnetfelde und eine darauf bezügliche Arbeit A. Campetti's
13. F. Dolezalek. Ueber die chemische Theorie des Bleiaccumulators . . . . . .
14. I. Klemenčič. Bemerkungen über den inneren Widerstand der Normalelemente . . . . . .
15. O. Wiedeburg. Zur Frage nach der „absoluten" Temperatur
16. R. Abegg. Nachtrag zu meinem Aufsatze: Ueber das dielectrische Verhalten von Eis . . . . . .
17. W. Jaeger und K. Kahle. Ueber Quecksilber-Zink- und Quecksilber-Cadmiumelemente als Spannungsnormale . . . .
18. J. H. West. Minimale Druck- und Temperaturschwankungen in der Atmosphäre . . . . . .
[illegible] Werthe der erdmagnetischen Elemente zu

Bernh. Halle, Steglitz b. Berlin.

Nicolprismen
Quarzprismen
Glasprismen
Planplatten

etc. etc.

Preislisten versende kostenfrei.

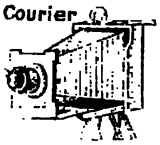
Die Annalen der Physik und Chemie

sind das **vornehmste u. bewährteste Ankündigungsmittel** auf dem Gebiete der Physik und Elektrizitätslehre!

Preis pro 1spalt. Petitzeile M. —.30.
Bei Wiederholung entsprechender Rabatt!

Chr. Harbers, Leipzig,
Specialhaus für Photographie-Bedarf.
Gegründet 1880.
Lieferant Königlicher und Universitäts-Behörden.

Courier



Mein Preislisten-Cyclus, redigirt von Professor Dr. G. Aarland, **ist in 17 Heften** mit ausführlichem Inhaltsverzeichniss erschienen, und **bildet**, von allen Seiten anerkannt, ein werthvolles Nachschlagebuch.

Meine werthen Kunden erhalten den Cyclus in hocheleganter **Sammelmappe**, wie auch weiter erscheinende Hefte, **gratis** und franco.

Andere Reflectanten zahlen hierfür ℳ 2.50.

Heft I, mit wissenschaftlichen und gebräuchlichen Namen aller in **Betracht kommender** Chemikalien, wird Jedermann bereitwilligst gratis **und franco zugesandt.** Jede Auskunft wird bereitwilligst ertheilt.

Leipzig, Markt 6. I. **Chr. Harbers.**

Im Verlage von Quandt & Händel in Leipzig ist erschienen:

Physikalische Demonstrationen.

Anleitung zum Experimentiren im Unterricht an Gymnasien, Real**gymnasien,** Realschulen und Gewerbeschulen. Von Dr. Ad. F. **Weinhold,** Prof. an den techn. Staatslehranstalten in Chemnitz. **3. verbesserte** u. vermehrte Auflage. Mit 550 Figuren u. 1 Tafeln. (In 3 Lieferungen.) 1. Lieferg. Preis 8 M.

Fabrik elektrischer Apparate
Dr. MAX LEVY
2a Chausseestrasse **BERLIN N. 4** **Chausseestrasse 2a**
Specialfabrik für Röntgenapparate.

Die Fabrik besteht aus 4 Abtheilungen:

1. **der mechanischen** Werkstätte zur Herstellung von **Induktoren, Unterbrechern** etc.;
2. **der Werkstätte** zur Herstellung von **Bariumplatincyanür- und Verstärkungsschirmen:**
3. **der Glasbläserei** und Pumpstation zur Herstellung von **Röntgenröhren:**
4. **der Abtheilung** für Nebenapparate, als Kassetten, Stative, Tische etc.

Illustrierte Preisliste, Drucksachen, Voranschläge kostenfrei.

Gährungsphysiologisches Laboratorium

von Alfred Jörgensen zu Kopenhagen (V)

Gegründet 1881.

Praktikanten-Laboratorium.

Unterricht in Gährungsphysiologie und Gährungstechnik für **Anfänger** u. **weiter Fortgeschrittene** mit besonderer Berücksichtigung des **Hansen'sche** Systems der Reincultur u. **Analyse der Hefen,** sowie der Anwendung ausg[e]führter Methoden in Praxis. Vergl[eichende] Versuche mit Massenculturen. Propagir[ung] Anstellung, Controlle, Reincultur von Milchsäurebac[terien] Fabrik-Controlle u. s. w. Technische Luft- und Wasser-Analyse. — Das I. Laboratorium [ist] mit einer reichen Sammlung von Culturhefen, Krankheitshefen, Schimmelpilzen [und] Bacterien versehen.

Laboratorium für [analytische] Untersuchungen und für Unterricht je nach Standpunkt in Deutsch, englischen, französischen und dän[ischen] Sprache. Zeitschrift: Mittheilungen des Vereinigung. Lehrbücher: **E. Chr. Hansen** Untersuchungsmethoden der Gährungs-Organismen (Oldenbourg, München), 3. Ausgabe. Autorisirte deutsche Ausgabe von **Alfred Jörgensen,** „Die Mikroorganismen der Gährungsindustrie". Auch englische und französische Ausgabe.

Laboratorium für analytische Untersuchungen und für Hefenreinzucht.

Alle sich bezüglichen Fragen. Betriebs-Controle, Betriebs-Revision mit besonderer Berücksichtigung der **rationelle** Behandlung der Hefe. Analyse von Hefen, Most, Wasser u. s. w. — Reine Gährung (Hansen's Methode): Hefen für Exportbiere (darun[ter] [Weiss]biere). Obergährige helle und dunkle Biere. Hefen für schnell klärende, schwach v[er]gährende Biere. Hefen für Presserei, Hefe[n] für Weinbau, Fruchtweinbereitung u. s. w. Mi[sch]culturen aus verdächtigen Hefeproben. [Ana]lyse in der Praxis. Anleitung an Ort und Stelle zum Reinzucht einer geprüften Hefe. [Ein]fache classische Fortsetzung und Controlle. [Ver]suche, etc.

[Prosp]ecte gratis und franco.

[Hans]en'schen Versuchen.

[Clark]e's Normalelement.

[Ver]schiedene physikalische Apparate.

[Tau]chbatterieen.

[Milli]-Ampèremeter.

[Galvan]isches

[Galvan]ometer

[Prof.] Dr. Rubens.

[Thermo]-Element.

[Kosten]frei.

[Max] Schmidt,

[Fried]richsstrasse 20.

Brüssel 1888, Chicago 1893, Erfurt 1894:
Vorzüglichkeitspreise und höchste Auszeichnungen.

Ephraim Greiner, Stützerbach (Thür.)

(Inhaber: **Bieler, Greiner & Kühn**)

Glas-Instrumenten-, Apparaten- u. Hohlglas-Fabrik.

Fabricirt und liefert **aus Glas von vorzüglich chemisch-technischer Beschaffenheit** als Specialitäten:

Apparate u. Instrumente *jeder Art* für Chemiker, Physiker, Aerzte, Pharmaceuten, Techniker, allerlei Fabrikgebrauch, zur technischen Gasanalyse, zur Massanalyse, zur Prüfung u. Untersuchung von Milch etc. — **Patent-Kuhlapparate** nach Dr. Ferd. Evers. **Glashähne D.R.G.M.**

Neu! **Geaichte chem. Messgeräthe** nach Vorschrift d. K. Normal-Aich.-Com.

Geaichte Thermo-Alkoholometer nach Gewichtsprocenten u. Thermo-Aräometer f. Mineralöle n. specif. Gewicht, mit Aichscheinen.

Normal- **Aräometer, -Milchprober, -Saccharometer, -Thermometer,** sowie **chemische Thermometer** *aus Jenaer Normal- und Borosilikatglas,* mit und ohne amtlichen Prüfungsschein.

Waagen für alle speciellen Flussigkeiten der Alkoholometrie, Aräometrie, Saccharometrie etc.

Thermometer *für alle Zwecke*, **Quecksilber-Barometer u. Barometerröhren.**

Glasröhren u. -Stäbe. In der Glashütte gefertigte Hohlglasartikel.

Horn- u. Beinwaaren, Platin- u. Porzellangeräthe, Stative u. Ausrüstungsartikel.

Analysen-, Brief-, Hand-, Hydrostatische, Präcisions- u. Tarirwaagen, sowie **Gewichte,** geaicht u. ungeaicht, **bester Qualität,** zu Fabrikpreisen.

Exacte Ausführung. Export nach allen Ländern. Kataloge auf Wunsch franco. **Mässige Preise.**

R. Fuess

mechanisch-optische Werkstätten.

Steglitz bei Berlin.

Abth. I. **Spectrometer, Quarz- und Vacuum-Spectrographen** n. V. Schumann, **Gitterspektrographen, Refractometer** und **Goniometer** verschiedenster Construction.

Heliostaten, Kathetometer, Ablesefernrohre.

Polarisations- und Axenwinkelapparate.

Mikroskope für physikalische u. mineralog. Untersuchungen.

Krystallpräparate, Dünnschliffe, Prismen. Linsen.

Schneide- und Schleifmaschinen.

Projectionsapparate und optische Bänke reichhaltigster Catalog auf diesem Gebiete.

Vergrösserungs- und mikrophotographische Apparate.

Abth. II. Sämmtliche Instrumente für **Meteorologie etc.:** Stations-, Reise-, Laboratoriums- und Schiffsbarometer; registrirende Barometer; Thermometer für chemisch-physikalische und technische Zwecke, registrirende Thermometer; **Anemometer für die Controlle der Ventilation in Gebäuden und Bergwerken;** Wind- und Regenmesser, einfach und registrirend.

Abth III. Apparate für Hydrotechnik etc.

= *Sämmtliche Instrumente sind meist am Lager.* =

Dr. Schleussner's Trockenplatten

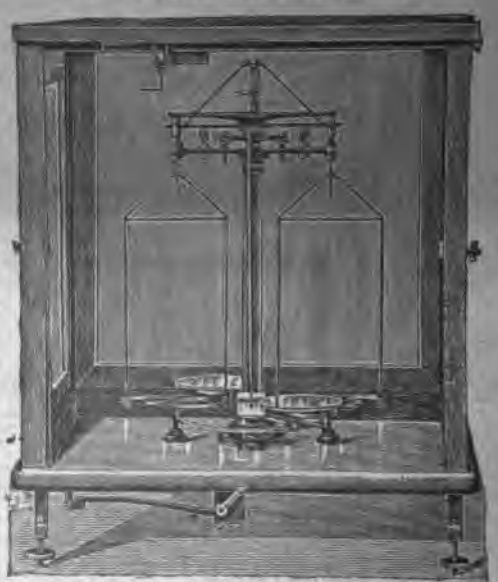
erfreuen sich auch in wissenschaftlichen Kreisen wegen ihrer hohen **Empfindlichkeit** und **Gleichmässigkeit** einer allgemeinen Beliebtheit.

Spezialitäten: Momentplatten für Astronomische und **Röntgen-aufnahmen**, für Aufnahmen fliegender Geschosse, **Microphotographie** und Spectralphotographie. — **Orthochromatische** Platten. **Absieh-platten** für Lichtdruck, Celluloidfolien.

Trockenplattenfabrik a. Actien
vormals **Dr. C. Schleussner** in **Frankfurt a. M.**

Werkstatt für Praecisionswaagen von Paul Bunge
Hamburg, Ottostr. 13.

Physikalische und analytische Waagen mit und ohne Ablesevorrichtung. Gewichte aus Argentan II, verplatinirtem Messing, Bergcrystall, Platin-Iridium mit grösster Genauigkeit unter sich und mit den Normalen stimmend.



Neuheit! Physikalische Waage mit Vorrichtung zur Vertauschung der Wagschalen bei geschlossenem Gehäuse mit Handgriff- und Observationseinrichtung auf 5 Meter, zur Verzeichnung von Gewichten bis 1 kg. Empfindlichkeit

Analytische Waage mit Vorrichtung beim Aufstellen der Wägeobjecte das Gewicht derselben sofort in Grammen abzulesen. — Cataloge gratis und franco.

Gülcher's Thermosäulen mit Gasheizung.

Vortheilhafter Ersatz für galvanische Elemente.

Constante electromotorische Kraft.

Geringer Gasverbrauch.

Hoher Nutzeffect.

Keine Dämpfe kein Geruch.

Keine Polarisation, daher keine Erschöpfung.

Betriebsstörungen ausgeschlossen.

D. R. Patent No. 44146.

Alleiniger Fabrikant: **Julius Pintsch, Berlin O.**, Andreasstr. 72/73.
Niederlage auch bei **E. Leybold's Nachf., Cöln a. Rhein.**

Linear- und Flächen-Bolometer

nach Lummer-Kurlbaum.

'latinblech zu den Gittern 1/1000 mm.

Preislisten kostenlos.

Paul Görs,

Berlin SW. 47, Hagelsbergerstr. 5.

Max Kohl, Chemnitz i. S.

Werkstätte für Präzisionsmechanik,

'ertigt als Spezialität:

Grosse Funken-Induktoren

n höchster Vollkommenheit und gegen Durchschlagen gesichert, von 100—1000 mm Schlagweite, mit Platin- und Quecksilber-Unterbrecher.

Neuheit: Rotirender Quecksilber-Unterbrecher f. grössere Induktoren.

Dieser Apparat funktionirt vorzüglich und arbeitet ohne Spritzen. Er eignet sich speziell für Röntgen-Aufnahmen sowie Durchleuchtungen, seine Schnelligkeit ist in weiten Grenzen regulirbar.

Neue, vorzügliche Röntgen-Röhren.

'raktische Stative für dieselben, mit schwerem Eisenfuss, langer isolirender Klemme, gestattend, die Röhre jedem Körpertheil beliebig zu nähern.

Kryptoskope in verbesserter, sehr bequemer Anordnung.

Fabrikation physikalischer Instrumente, Apparate nach Tesla, Hertz, Marconi.

Alle Apparate für Versuche mit Strömen hoher Wechselzahl.

Projektionsapparate für Bogenlicht, Kalklicht oder Zirkonbeleuchtung, mit angesetzter optischer Bank.

Durch einfache, aber vortheilhafte Anordnung ist es möglich, einen derartigen Apparat mit guter Optik schon zu sehr mässigem Preise zu liefern.

Vollständige Einrichtungen von physikalischen und chemischen Auditorien in gediegener, zweckmässiger Ausführung. Referenzen von Universitäten, technischen Hochschulen, Gymnasien, Realgymnasien etc. stehen zu Diensten. Bis jetzt sind 106 Einrichtungen geliefert worden.

Spezial-Listen auf Wunsch.

E. Leitz, Wetzlar.

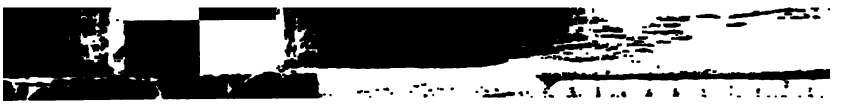
Filialen: Berlin N.W. u. New York 411 W. 59. Str.

Mikroskope

Mikrotome, Lupen-Mikroskope und mikrophotogr. Apparate.

Ueber 40000 Leitz-Mikroskope im Gebrauch.

Kataloge in deutscher, englischer und französischer Sprache kostenlos.



Röntgen-Apparate

vorzüglichster Wirkung

fertigt als Spezialität

Voltohm

Elektricitäts-Gesellschaft A.-G.

München.

Anerkennungen hervorragender Autoritäten.

Prospekte und Preise kostenfrei.

Thüringische Glasinstrumentenfabrik

vorm.

Ad. Eberhardt & Jäger

[illegible] (Thüringen).

[illegible]glashüttenwerke.

[illegible]gläsereien, Thermometer- un[illegible]
[illegible]rumentenfabriken.
[illegible]tmalerei und Emailliranstalt.

Naturwissenschaftliche Apparate u[illegible]
Utensilien.

[illegible]eriologische, gasanalytische,
[illegible]ndliche, chemische, physik
[illegible]kroskopische Glasapparate.

Amtlich geprüfte Thermometer
[illegible] Jenaer Normalglas.

[illegible]rische u. Aerztliche Thermome
[illegible] Prüfungsscheinen.

[illegible] aus Jenaer Geräthegla
[illegible] Exacteste nach neuesten
[illegible] vor dem Versandt auf ih
[illegible]ratorium geprüft.

Apparate für Marconi'sche und Hertz'sche Versuche

nach Angabe von

Prof. Dr. Szymanski.

Keiser & Schmidt. Berlin N., Johannisstr. 20.

Gustav Eger, Graz.

Anfertigung und Lager **chemischer, physikalischer, bakteriologischer Instrumente und Apparate.**

Vollständige Einrichtung von **chemischen Laboratorien.**

Automatische continuirlich wirkende Quecksilberpumpen (Patent Eger), vorzüglich geeignet zum Auspumpen von Röntgen-Röhren u. dgl. **Wasserstrahl Saug- und Gebläsepumpe** eigener Construction.

Eigene Glasbläserei, Glasschleiferei u. Mechanische Werkstätte.

Zu kaufen gesucht:

Poggendorff's Annalen der Physik

Bd. 31—33 (1834).

Johann Ambrosius Barth,

Verlagsbuchhandlung in Leipzig.

Goldene Medaillen:

Dresden 1896. London 1897.

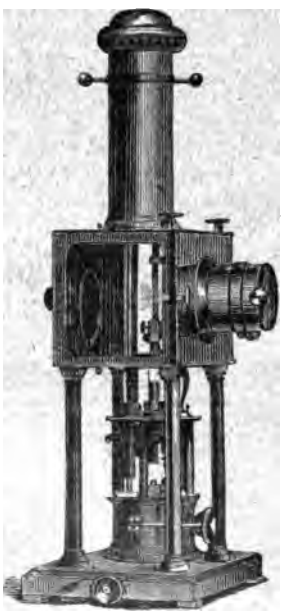
Schnellschwingende Analysen-Wagen

mit conv. Empfehlungen

A. Verbeek & Peckholdt, Dresden A. No. 4. Gärtnergasse No. 4.

Projections-Apparate.

Optisches Institut von



A. Krüss in Hamburg.

Glasphotogramme.

Spectral-Apparate. Spectrometer. Spectrophotometer.

Photometer n. *Lummer-Brodhun.*

Optisches Institut

von **A. Krüss in Hamburg.**

Inhaber **Dr. Hugo Krüss.**

Physikalisch-mechanisches Institut

von

Prof. Dr. M. Th. Edelmann in München.

Präcisions-Messapparate im Gebiete von Elektrizität, Lichtmessungen, Elektrotechnik etc.

(Preisverzeichniss neueste Ausgabe gratis.)

Ia. Chlormagnesium

geschmolzen und krystallisirt

liefert als Specialität

„CONCORDIA", chemische Fabrik auf Acti

Leopoldshall bei Stassfurt,

für Spinnereien, Webereien, Appretur-Anstalten, Färbereien, Brauereien und Eis-Fabriken als Kälte übertragende Flüssigkeit (Ersatz für Chlorcalcium), zur Darstellung von Magnesia-Steinen -Fliesen etc. etc.

= *Muster und Preise stehen zu Diensten.* =

DR. H. GEISSLER's NACHF. FR. MÜLLER

Gegründ. 1840 — **BONN** — Gegründ. 1840.

Specialität: **Roentgen-Röhren**

Neuheit — Einpolige Roentgen-Röhren für Tesla-Ströme nach Dr. Pflüger — Aeuß von vorzüglicher Wirkung, Anfertigung von Röhren jeder gewünschten Art nach Angabe, Geissler- u. Crookes-Röhren.

Spectralröhren, Teslaröhren, Argon- u. Heliumröhren etc.

Quecksilberluftpumpen, Präcisions-Glasinstrumente.

Wissenschaftliche und technische Instrumen

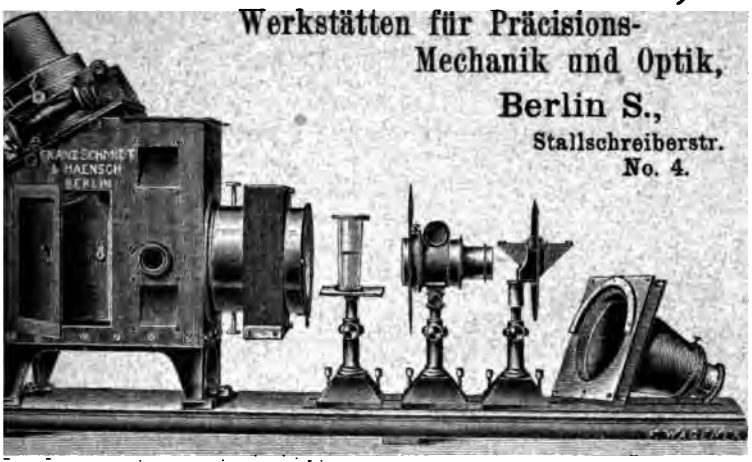
für

elektrische und magnetische Messungen

liefern

Hartmann & Braun, Frankfurt a. M

Franz Schmidt & Haensch,



Werkstätten für Präcisions-Mechanik und Optik,

Berlin S.,

Stallschreiberstr. No. 4.

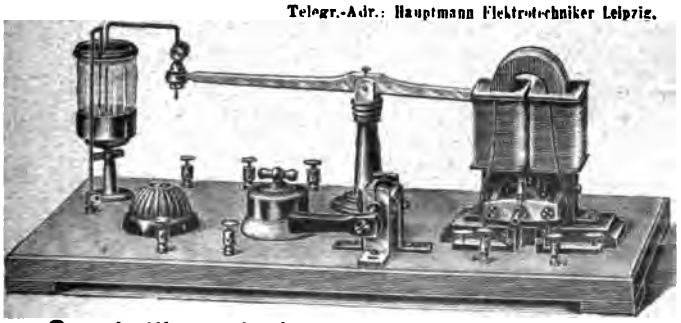
Polarisations-Apparate, Spektral-Apparate, Spektrometer, ıotometer, Spektral-Photometer, Colorimeter, Refraktometer, ojektions-Apparate mit sämmtlichen Neben-Einrichtungen (optische nke etc.), **mikrophotographische Apparate, Ablese-Fernrohre** und **-Mikroskope** etc. etc.

Prospecte gratis und franco.

J. C. Hauptmann, Leipzig, Johannisgasse 10.

Inhaber: **Jul. Carl Hauptmann.**

Telegr.-Adr.: Hauptmann Elektrotechniker Leipzig.



Quecksilberunterbrecher mit Elektromotor

Funkeninduktoren D. R.-P. No. 97887

Lieferung completter **Einrichtungen für Röntgen-Atelier's.**

Elektromotoren von 1/30 P.S. an.

Dynamomaschinen für Demonstrationszwecke etc.

Rich. Magen, Optiker und Mechaniker,
BERLIN N.W. 40, Scharnhorststr. 34 a.

Für Spiegelgalvanometer: **Planparallel-Spiegel** von 3 bis 30 mm. Durchm. [illegible] **Hohlspiegel** von 14 mm Durchm. 1—1_{00} etc. bis 2 Mtr. Focus **Glasscalen** von [illegible] bis 1_{2} Mtr. lang. **Maassstäbe** in Glas und Metall in beliebiger [illegible] **Interferenzgitter** für Schulen von 10—400 Strich [illegible] **Planparallelglas** jeder Stärke. **Glasprismen. Metallspiegel** in Spiegelmetall.
Preisverzeichniss gratis.

Verlag von Johann Ambrosius Barth in Leipzig.

Soeben erschien und sei bestens empfohlen:

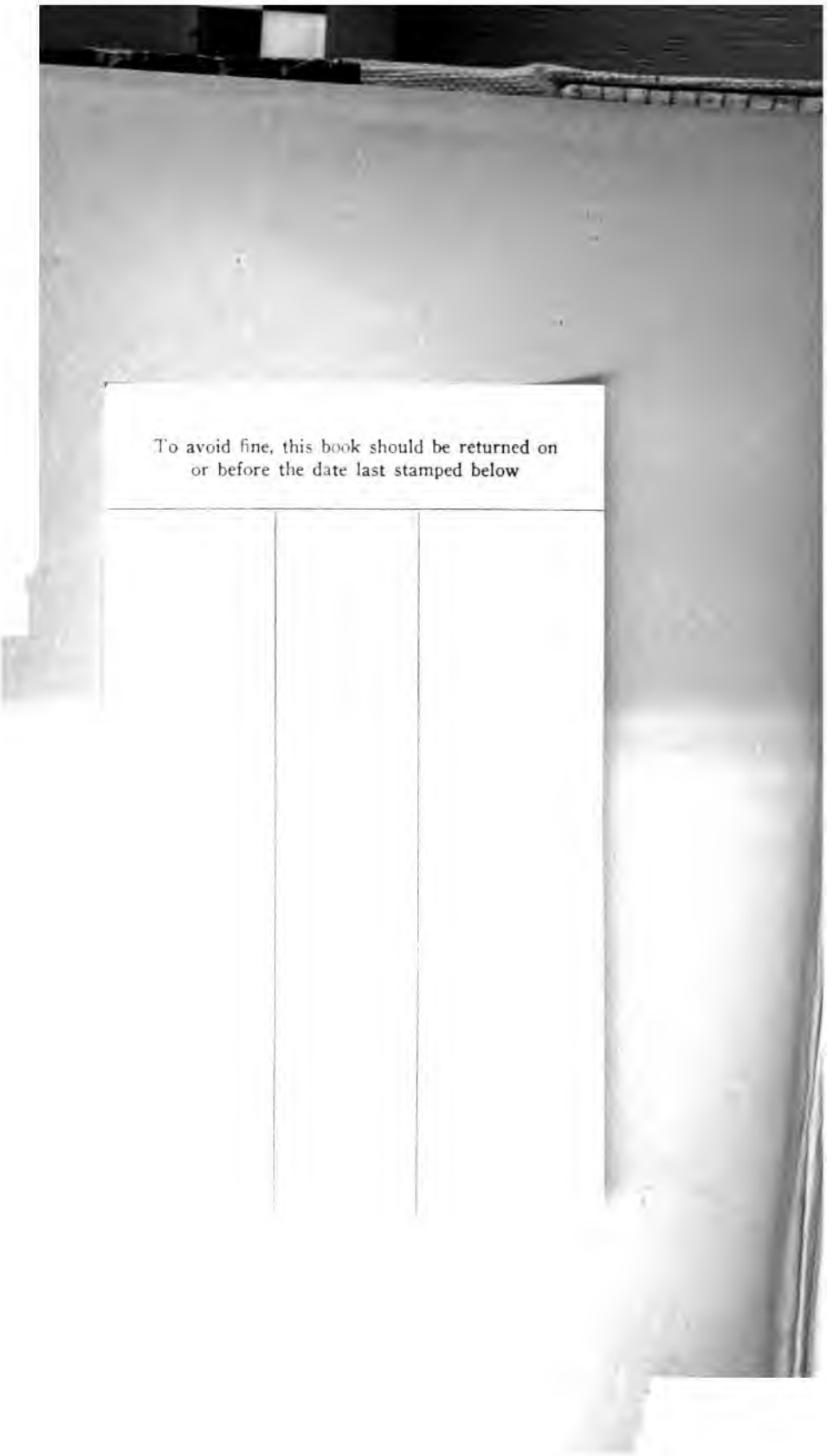
Ueber das Pathologische
bei
GOETHE
von
Dr. P. J. Möbius,
Nervenarzt in Leipzig.

[illegible] gr. 8. geh. [illegible] M. 3.20.

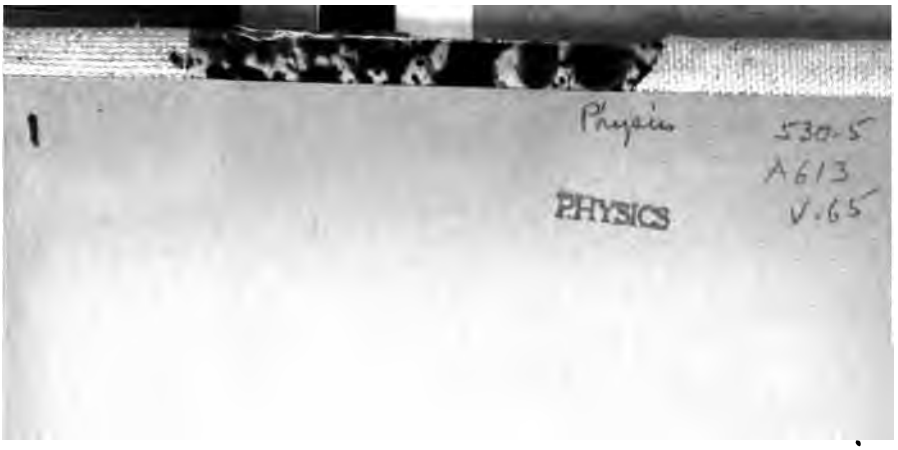
[illegible] freunde, die ganze gr[illegible] [illegible] seine v[illegible] [illegible] Buch[illegible], dessen klassis[illegible] [illegible] eingetragen [illegible] Aber es ist wohl das [illegible] wissenschaftlich pat[illegible] [illegible] geht, nachdem er [illegible] vorausgeschickt und [illegible] überhaupt einzelne Di[illegible] [illegible] gisch richtige Zeichnung [illegible] [illegible] Um auch dessen [illegible] [illegible] umfassenden Bücher [illegible] [illegible] sprechen Lenut der Ver[illegible] [illegible] zungen. Bei der [illegible] [illegible] [illegible] Schwierigkeit [illegible] [illegible] erfordert hat. Das [illegible] [illegible] langer Betrachtung „M[illegible] [illegible] bestimmte Lebens[illegible] [illegible] Familie trieb [illegible] [illegible] Staat aus. Nach [illegible] [illegible] Genius erscheint [illegible] [illegible] seine Werke [illegible]

[illegible] Richard Jordan
[illegible] Schnecke in M[illegible]
[illegible] umfangreiche Abh[illegible]
[illegible]

[illegible] Leipzig



To avoid fine, this book should be returned on
or before the date last stamped below


Physics
530.5
A613
v.65
PHYSICS

PHYSICS